



Interaction lithosphère-manteau en contexte de subduction 3D. Relations entre déformation de surface et processus profonds

Nestor Cerpa Gilvonio

► To cite this version:

Nestor Cerpa Gilvonio. Interaction lithosphère-manteau en contexte de subduction 3D. Relations entre déformation de surface et processus profonds. Sciences de la Terre. Université Nice Sophia Antipolis, 2015. Français. NNT : 2015NICE4045 . tel-01188688

HAL Id: tel-01188688

<https://theses.hal.science/tel-01188688>

Submitted on 31 Aug 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ NICE SOPHIA ANTIPOLIS – UFR SCIENCES
École Doctorale en Sciences Fondamentales et Appliquées

THÈSE

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES

de l'Université Nice Sophia Antipolis

DISCIPLINE : SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS

Présentée et soutenue par

Nestor CERPA GILVONIO

**Interaction lithosphère-manteau en contexte de
subduction 3D. Relations entre déformation de surface
et processus profonds.**

Thèse dirigée par **Riad Hassani** et **Muriel Gerbault**

Soutenue le 09 Juillet 2015
Devant la Commission d'Examen

JURY

M. Joseph Martinod	Professeur, Univ. de Savoie	Rapporteur
M. Jean Chéry	DR, CNRS, Géosciences Montpellier	Rapporteur
M. Cédric Thieulot	Professeur assistant, Univ. Utrecht	Examineur
M. Jean-Hervé Prevost	Professeur, Univ. Princeton	Examineur
M. Alexandre Chemenda	Professeur, Univ. Nice Sophia Antipolis	Examineur

À mon père,

Résumé

À l'échelle de plusieurs dizaines de millions d'années, un système de subduction implique de grandes déformations de la plaque plongeante dont le comportement est assimilé à celui d'un solide viscoélastique, et du manteau supérieur assimilé à un fluide newtonien.

L'objectif de ce travail est de développer une stratégie de couplage solide-fluide appliquée à l'étude de l'interaction lithosphère-asthénosphère. Cette stratégie est basée sur l'utilisation de maillages non-conformes aux interfaces et d'une méthode de domaines fictifs (MDF) pour la résolution du problème fluide. Pour l'efficacité des modèles 3D, nous employons une formulation simplifiée de la méthode de domaines fictifs par multiplicateurs de Lagrange. La MDF développée est validée par des comparaisons avec des solutions analytiques qui montrent que la méthode est d'ordre 1. La stratégie de couplage est également validée par la comparaison avec d'autres méthodes de couplage solide-fluide utilisant des maillages conformes aux interfaces.

Une première étude est ensuite menée pour analyser l'influence de certains paramètres rhéologiques et cinématiques sur la dynamique d'une subduction contrôlée par les vitesses des plaques. Cette étude, en déformations planes, concerne plus spécifiquement le mécanisme de plissement périodique du slab lorsque celui-ci est ancré à 660 km de profondeur. Ce mécanisme induit des variations de pendage du slab générant des variations de l'état de contrainte de la plaque chevauchante. Un intérêt particulier est porté sur l'influence de la viscosité moyenne du manteau sur les plissements car la périodicité du régime tectonique de la plaque supérieure en dépend.

Dans ce cadre, nous réalisons une application à la subduction andine. Divers travaux ont en effet établi que la plaque sud-américaine a connu une variation cyclique (période de 30 à 40 Ma) de son régime tectonique probablement liée aux variations de pendage de la plaque plongeante. Notre modèle de subduction reproduit, pour des viscosités du manteau entre 3.10^{20} et 5.10^{20} Pa.s, une cyclicité comparable à celle reportée dans les Andes.

Nous effectuons une deuxième étude, en 3D, qui illustre le caractère non-stationnaire de l'écoulement dans le manteau au voisinage d'une subduction où ont lieu des plissements du panneau plongeant. Ce travail révèle notamment la variation de la localisation des flux mantelliques ascendants au cours des cycles de plissements.

Dans un contexte de convergence oblique, nous analysons la relation entre pendage du panneau plongeant et topographie. L'étude est réalisée sur une marge de 1000 km de long (direction N-S relatif) et révèle une segmentation de l'élévation maximale à 300-400 km de la fosse liée à la segmentation du pendage du slab dans cette direction N-S. Le différentiel topographique maximum mesuré dans les modèles est comparable à celui observé entre les Andes centrales et méridionales.

Abstract

Over the time scale of tens of millions of years, a subduction system involves large deformations of tectonics plates, as one plate sinks into the Earth's mantle. The aim of this work was to develop a solid-fluid coupling method applied to the lithosphere-asthenosphere interaction in the context of subduction zones. Plates were assumed to behave as viscoelastic bodies, while the upper mantle was assimilated to a newtonian fluid.

The method developped here is based on the use of non-matching interface meshes and a fictitious domain method (FDM) for the fluid problem. To optimize the computational efficiency of 3D models, we used a simplified version of the Lagrange multipliers fictitious domain method. The developped FDM has been benchmarked with analytical solutions and we showed that this FDM is a first-order method. The coupling method has also been compared to other fluid-solid coupling methods using matching interface meshes.

A first two-dimensional study was performed in order to evaluate the influence of some rheological and kinematic parameters on the dynamics of a subduction controlled by the velocity of plates. This study aimed at investigating cyclic slab folding over a rigid 660 km depth transition zone. This folding mechanism induces variations in slab dip that generate variations in the stress state of the overriding plate. We focussed on the influence of the upper mantle viscosity on slab folding.

We also applied this model to the Andean subduction zone. Several studies have determined a cyclic variation of the South-American tectonic regime (period of 30-40 Myrs) which may have been related to the slab dip evolution. Our numerical model reproduces such a cyclicity when the mantle viscosity ranges between 3×10^{20} and 5×10^{20} Pa.s.

We then performed a three-dimensionnal study to illustrate the non stationary mantle flow near a subduction system in which the slab folds. In particular, we evidence upwellings of the deforming mantle around the subduction zone during a slab folding cycle.

In an oblique subduction model with 1000 km-wide plates, we analyzed the relationships between slab dip and overriding plate topography. We observe a segmentation of the highest topography reached at a distance of 300-400 km from the trench and related to along strike variations in slab dip. The elevation decrease from North to South (i.e. along the trench axis) in our model can be compared to the topographic decrease observed in Southern Andes from around 33.5°S to 43°S.

Remerciements

Pour commencer, je voudrais remercier mes rapporteurs Joseph Martinod et Jean Chéry. Je remercie également Cédric Thieulot, Jean-Hervé Prévost et Alexandre Chemenda d'avoir accepté de participer à mon jury de thèse.

Je voudrais ensuite exprimer ma profonde gratitude à mes directeurs de thèse Riad Hassani et Muriel Gerbault pour leur parfait encadrement tout au long de cette « aventure » dans laquelle, hier encore, je ne pensais pouvoir m'engager. Je remercie Riad pour la confiance qu'il m'a accordée depuis mon stage de master, pour sa patience et la clarté de ses explications. Merci, plus globalement, pour le soutien tant scientifique que moral. Je remercie Muriel pour m'avoir éclairé sur divers domaines des sciences de la Terre bien obscurs à mes yeux lorsque j'ai commencé. Sans son investissement et les nombreuses bonnes idées qui ressortent toujours des discussions, ma progression aurait été bien plus difficile. J'ai pris un grand plaisir à travailler avec vous et je garderai particulièrement un très bon souvenir de notre voyage à Concepcion.

Je profite ici pour remercier nos collègues chiliens Andres Tassara, Rodolfo Araya et Francisco Garcia Araya pour leur formidable accueil au Chili. J'espère que notre collaboration continuera.

J'aimerais remercier l'ensemble des membres, chercheurs, ingénieurs et personnel administratif du laboratoire Geoazur. Conseils, aides, et discussions m'ont permis d'avancer dans ce parcours en tant que thésard parfois (souvent) semé d'embûches. Je remercie Lucie Rolland, première co-bureau passagère, qui m'a donné les premiers précieux conseils de son expérience en tant qu'ex-doctorante. Un grand merci particulier à mon compagnon de bureau Quentin Bletery pour sa bonne humeur ainsi que pour toutes les heures de discussions (in)fructueuses que nous

Remerciements

avons eu. Merci à ceux de ma « promo de thèse » Alain Dujardin et Jérémy Giuliano pour toutes les pauses matins, apremis, soirs, week-ends et jours fériés nécessaires durant toute la fin de cette thèse. Ça y est après ça, ce sera à votre tour ! Merci à Clément Perrin pour toujours partager son art subtil sur notre tableau. Merci à Stephen Beller entre autres pour avoir été le seul capable à me comprendre lorsque je parlais cette langue étrange qu'est le Fortran. Je remercie en fait tous les doctorants et stagiaires, présents ou passés, avec lesquels j'ai passé de très bons moments : Alex B., Edouard P., Mathilde M., Aurélien B., Maëlle K., Laure D., Dung L., Huyen T., Sadrac S.-F., Gaspard M., Emmanuelle S., Audrey M., Clément V., Elo-die D., Yevgeniya S., Guillermo F., Juan Carlos V., Clara C., Benoit D., Swann Z., Marianne M., Marc H., Flore B., et tous ceux que je peux oublier de citer au moment de rédiger ces lignes.

Je souhaite aussi remercier Marie-Louise pour son aide précieuse en cette fin de thèse et surtout pour avoir eu la lourde tâche de relire ce manuscrit bien qu'extérieure au domaine.

Je ne peux pas finir sans dédier quelques lignes à remercier ma famille qui m'a toujours accompagné. Un merci à ma mère qui, malgré l'éloignement, me soutient et me comprends toujours. Merci à mon frère (qui s'entêtera à faire une thèse malgré mes conseils... et aura bien raison). Et puis, évidemment, un énorme merci à ma tata parce que je lui doit simplement tout. Enfin, un grand merci à toi Léa pour ton soutien et pour tout ce que tu m'apportes.

Table des matières

Introduction générale	1
I Les zones de subduction et leur modélisation numérique	5
1 Présentation générale des zones de subduction	5
1.1 Tectonique des plaques, subduction et manteau	5
1.2 Observables indirects de la Terre interne et des zones de subduction . . .	9
1.2.1 Sismologie et tomographie sismique	10
1.2.2 Estimations de la viscosité moyenne du manteau	15
1.3 Contraintes sur la rhéologie des roches à partir d'essais en laboratoire . .	16
1.3.1 Rhéologie de la lithosphère	16
1.3.2 Rhéologie du manteau	19
1.3.3 Remarques sur les lois de comportement déterminées en labo- ratoire	20
1.4 L'élasticité a-t-elle une influence dans les zones de subduction ?	21
1.5 La conceptualisation mécanique d'un système de subduction	25
2 La modélisation numérique des systèmes de subduction	28
2.1 Les modèles « fluides »	28
2.1.1 Les modèles de convection pour l'étude d'une subduction	28
2.1.2 Les modèles de convection à échelle globale	32
2.2 Les modèles de « lithosphère solide »	34
2.3 Subduction libre ou forcée par des conditions aux limites ?	35
3 Cyclicité dans les Andes et les modèles de subduction	39

3.1	Présentation générale des Andes et de la géométrie du panneau plongeant entre 18°S et 47°S	39
3.2	La cyclicité du régime tectonique et des subductions horizontales	41
3.3	Des modèles pour expliquer les observations dans les Andes	46
4	Objectifs et démarche	49
II	Méthode de domaines fictifs pour l'interaction lithosphère-asthénosphère	51
1	Formulation du problème d'interaction lithosphère - asthénosphère	51
1.1	Les équations du problème physique	52
1.1.1	Les plaques solides	52
1.1.2	La manteau fluide	53
1.1.3	Interaction Fluide-Solide	54
1.2	Formulation numérique	54
1.2.1	Discrétisation du problème solide	54
1.2.2	Discrétisation du problème fluide	56
2	Méthodes de couplage fluide-solide	60
2.1	Les différentes stratégies de couplage	61
2.1.1	Couplages mono-sens ou double-sens	61
2.1.2	Couplage partitionné ou monolithique	61
2.1.3	Couplage explicite ou implicite	62
2.2	La gestion numérique de la frontière entre fluide et solide	63
2.2.1	Une solution directe : la discrétisation exacte de la frontière . .	64
2.2.2	Méthodes ALE	65
2.2.3	Les domaines fictifs	66
3	Une méthode de domaines fictifs pour la résolution du problème fluide avec interface discrète	72
3.1	Méthode de domaines fictifs par multiplicateurs de Lagrange	72
3.2	Méthode de domaines fictifs avec sources ponctuelles	75
4	Stratégie de couplage des solveurs fluide et solide	81
4.1	Présentation générale de la stratégie	81
4.2	Algorithme du couplage	83
4.3	Spécificités numériques du traitement du couplage pour la subduction . .	84
4.3.1	Gestion des forces volumiques	84
4.3.2	Pression lithostatique	85
4.3.3	Pas de temps de couplage	85

5	Validation de la méthode de domaines fictifs pour le couplage fluide-solide . . .	87
5.1	Comparaison avec des solutions analytiques pour le régime de Stokes . .	87
5.1.1	Cas 2D : Ecoulement de Wannier	88
5.1.2	Cas 3D : Sphère rigide en translation dans un fluide visqueux .	91
5.2	Chute d'un corps rigide dans un milieu visqueux en 3D	92
5.3	Lamelle élastique déformée par l'écoulement d'un fluide visqueux	96
5.3.1	2D : Comparaison avec une méthode de couplage avec des maillages conformes aux interfaces	96
5.3.2	Résultats en 3D	97
5.4	Essai de subduction avec des plaques élastiques	98
5.5	Autres essais	100

III Dépôts des panneaux plongeants sur la discontinuité à 660 km de profondeur :

	plis et cyclicité	101
1	Les différents modes de dépôt des slabs à 660 km	102
1.1	Un critère cinématique prédisant le style de dépôt	104
1.2	Régime de plis cycliques et déformation de la plaque supérieure	106
2	Paramètres contrôlant les plissements du slab à 660 km	106
2.1	Influence de la cinématique des plaques et des paramètres mécaniques de la plaque plongeante	110
2.1.1	Influence de la vitesse des plaques	110
2.1.2	Influence de l'épaisseur des plaques	115
2.1.3	Influence des paramètres rhéologiques de la plaque plongeante .	116
2.1.4	Discussion des expériences avec une plaque supérieure quasi-élastique	121
2.2	Influence des paramètres rhéologiques de la plaque chevauchante et du manteau	130
2.2.1	Expériences avec une viscosité du manteau négligeable	130
2.2.2	Expériences avec une viscosité du manteau non-négligeable . .	134
2.2.3	Discussion des expériences où les deux plaques sont viscoélastiques	138
3	Influence de la viscosité du manteau supérieur sur le régime cyclique de plis : application au cas de la subduction Andine	142
3.1	Hypothèses du modèle physique	142
3.2	Résultats	143
3.3	Variation du pendage et régime de contraintes dans la plaque supérieure	148

4	Application du modèle aux subductions naturelles	150
4.1	Ouverture et fermeture des bassins d'arrière-arc	150
4.2	La cyclicité dans les Andes	154
5	Conclusion	155
IV Écoulement dans l'asthénosphère et déformations de surface en contexte de subduction oblique		157
1	Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant	157
1.1	Écoulement autour d'une subduction orthogonale	159
1.1.1	Paramètres du modèle	159
1.1.2	Écoulement dans le manteau au cours d'un cycle de plissement	160
1.1.3	Influence des conditions aux limites latérales dans le domaine fluide	180
1.2	Écoulement autour d'une subduction oblique	182
1.2.1	Paramètres du modèle	182
1.2.2	Évolution temporelle du champ de vitesse dans l'asthénosphère	183
1.3	Discussion	186
1.3.1	Comparaison avec des travaux antérieurs	186
1.3.2	Subduction oblique et flux parallèle à la fosse	188
1.3.3	Flux asthénosphérique ascendant	190
1.4	Conclusion de l'étude	195
2	<i>Relationship between slab dip and topography segmentation in an oblique subduction zone : insights from numerical modeling</i>	<i>197</i>
2.1	<i>Introduction</i>	<i>198</i>
2.2	<i>Mechanical modeling, numerical strategy and model set-up</i>	<i>199</i>
2.3	<i>Results</i>	<i>202</i>
2.4	<i>Discussion and Geodynamic application to the Andes</i>	<i>206</i>
2.5	<i>Summary and conclusion</i>	<i>209</i>
Conclusion générale et perspectives		211
Annexe 1		215
Références bibliographiques		243

Introduction générale

Siège de séismes dévastateurs et de déformation active, lieu de recyclage de la lithosphère océanique produite au niveau des dorsales océaniques et générant un volcanisme intense, les zones de subduction ont fait l'objet de nombreuses études pluridisciplinaires. Cependant, un grand nombre de questions sur la dynamique long-terme de ces zones restent ouvertes, telles que la stagnation des plaques plongeantes dans la zone de transition du manteau et les déformations de surface sont encore peu élucidées. Les données indirectes (images tomographiques, observations géologiques, études géochimiques et pétrographiques) ne fournissent des informations que sur certaines périodes de l'histoire d'une subduction. Aussi, la modélisation directe est nécessaire pour établir le lien entre toutes les données disponibles et parvenir à une compréhension plus complète de l'évolution d'un système de subduction.

Au cours des dernières décennies, de nombreux modèles analogiques et numériques ont été développés pour étudier la dynamique des systèmes de subduction (forces impliquées, déformation des plaques, écoulement dans le manteau) mais beaucoup négligent la présence de la plaque chevauchante.

De plus, les modèles numériques sont souvent restreints à une géométrie plane et ne peuvent par conséquent pas reproduire la complexité tridimensionnelle des cas naturels. Parmi les modèles 3D, peu prennent en compte à la fois la plaque supérieure et les surfaces libres tout en modélisant les grandes déformations auxquelles est soumise la plaque plongeante lors de son immersion dans le manteau.

Une stratégie possible pour simuler la dynamique d'un système de subduction consiste à considérer que les plaques lithosphériques se comportent comme des solides viscoélastiques et le manteau comme un fluide visqueux.

Le code ADELI [Chéry et al., 2001; Hassani et al., 1997] basé sur une formulation lagrangienne du problème solide, sur une discrétisation par éléments finis de Galerkin et sur la méthode de relaxation dynamique, permet la modélisation d'un système de subduction avec les caractéristiques énoncées précédemment. Cependant, les forces visqueuses exercées par le manteau sur les plaques étaient jusque-là négligées.

Ainsi, le principal objectif de cette thèse est le développement d'une méthode de couplage d'un solveur solide (ADELI) et d'un solveur fluide, afin d'étudier l'interaction lithosphère-manteau dans une subduction au sein de laquelle la lithosphère subit de grandes déformations.

Plusieurs secteurs de recherche et d'ingénierie sont confrontés à des problèmes physiques impliquant l'interaction d'un solide et d'un fluide (écoulement de l'air autour d'une aile d'avion, écoulement du sang dans les veines, etc.) et de nombreuses méthodes numériques ont été développées pour la modélisation d'un tel couplage, parmi lesquelles les méthodes de domaines fictifs. L'utilisation de ces méthodes dans un couplage solide-fluide est particulièrement répandue puisqu'elle permet de modéliser le déplacement de l'interface commune sans déformer le maillage fluide.

Les méthodes de domaines fictifs demeurent cependant peu utilisées en géodynamique et particulièrement dans la modélisation des systèmes de subduction. Il s'agit par conséquent d'une méthode innovante que nous développons, d'abord en deux, puis en trois dimensions, pour l'étude de l'interaction entre des plaques visco-élastiques et un manteau visqueux newtonien. Une validation est réalisée à chaque étape du développement, soit par des comparaisons avec des solutions analytiques soit par des comparaisons avec d'autres méthodes de modélisation géodynamique.

Ce manuscrit présente des modèles de subductions contrôlées par les vitesses des plaques où la discontinuité à 660 km de profondeur est modélisée comme une frontière imperméable. Lorsque le slab est ancré sur cette discontinuité, des plissements de celui-ci peuvent avoir lieu et nous menons une analyse de la dynamique du système de subduction dans ce cadre. Nous nous intéressons plus particulièrement aux variations de pendage du slab induites par les plissements et générant des variations de l'état de contrainte de la plaque supérieure.

Au cours de ce travail, l'étude de la subduction andine tient lieu d'exemple directeur. En effet, sans prétendre, dans l'état actuel de notre méthode, à la reproduction *stricto sensu* d'une subduction naturelle, nous confrontons les résultats de certains de nos modèles aux observations et données disponibles.

Les objectifs généraux de cette thèse sont les suivants :

- Développer un modèle numérique de couplage d'un fluide visqueux et d'un solide visco-élastique dans un contexte tridimensionnel (développement, optimisation, validation).
- Appliquer le modèle à l'étude de l'interaction lithosphère-manteau en 2D puis en 3D dans le cadre d'un ancrage de la plaque plongeante dans la zone de transition du manteau.
- Apporter des pistes de réflexion sur la dynamique de la subduction andine en focalisant l'étude sur les relations entre les variations du pendage du panneau plongeant et les déformations observées dans la plaque supérieure.

Le premier chapitre de ce manuscrit comporte une présentation générale des zones de subduction et des stratégies existantes pour modéliser leur évolution, ainsi qu'une présentation plus spécifique de la subduction andine. Le deuxième chapitre expose la méthode de modélisation développée et les validations réalisées. Le chapitre trois consiste en une étude bidimensionnelle des paramètres rhéologiques et cinématiques qui influencent le mécanisme de plissement du panneau plongeant ancré à 660 km de profondeur. Enfin, le quatrième chapitre présente une étude de l'écoulement tridimensionnel au voisinage de subductions orthogonales et obliques. Nous y étudions également l'évolution de la topographie de la plaque supérieure lorsque les plissements du slab ont lieu en contexte de convergence oblique. En outre, nous confrontons les résultats du modèle aux observations le long de la marge andine. Une conclusion incluant des perspectives de travail clôt ce manuscrit.

Chapitre I

Les zones de subduction et leur modélisation numérique

Ce chapitre comporte une première partie rappelant définitions et concepts généraux. Une deuxième partie effectue un bref état de l'art des modèles numériques existants pour l'étude de la subduction. Nous présentons ensuite la subduction andine et exposons les problématiques géodynamiques dans cette région qui motivent le développement de nouveaux modèles numériques. Enfin, nous énumérons les objectifs principaux de cette thèse.

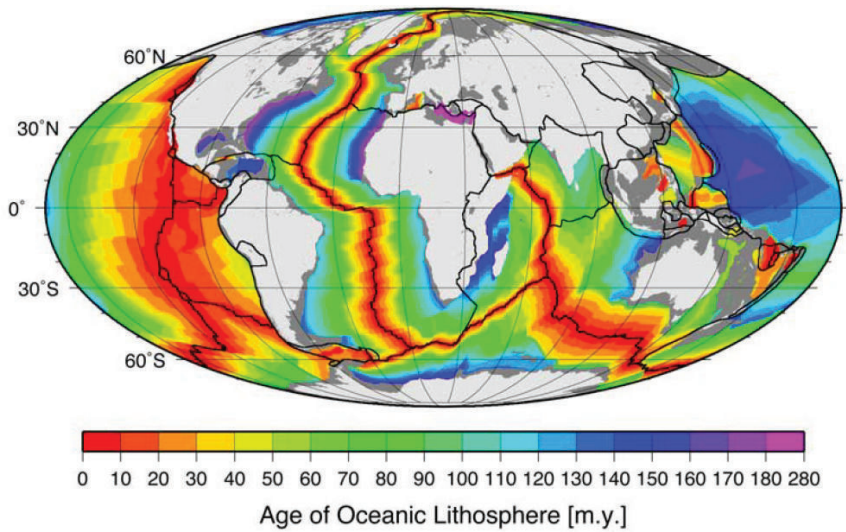
1 Présentation générale des zones de subduction

Une présentation générale sera d'abord effectuée en partant de la surface vers les profondeurs. Pour justifier les modélisations présentées ultérieurement, nous exposons ensuite les données indirectes de l'intérieur de la Terre et introduisons une conceptualisation mécanique d'un système de subduction.

1.1 Tectonique des plaques, subduction et manteau

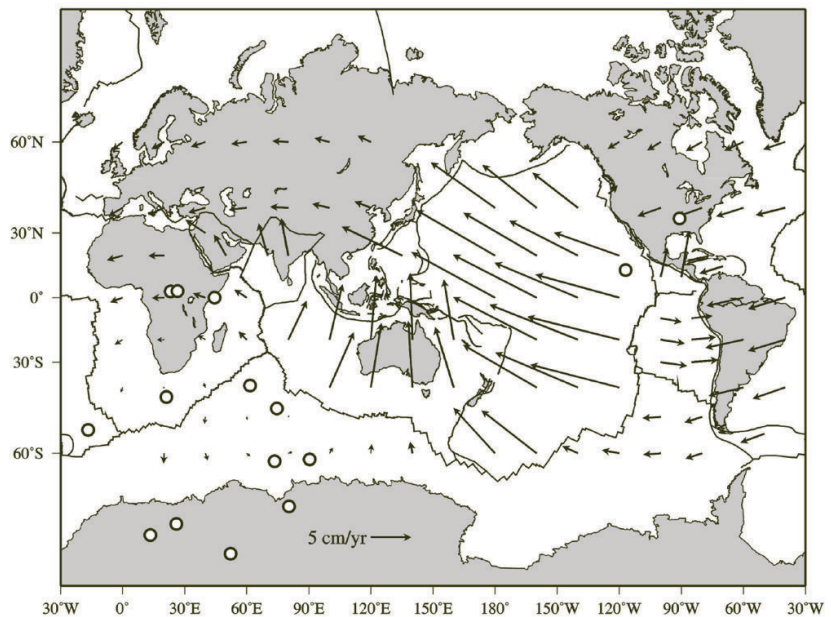
Une cartographie de l'âge des fonds océaniques (fig. [I.1](#)) montre la relative jeunesse du plancher océanique (moins de 200 Ma) par rapport à l'âge de la Terre ($\sim 4,5$ Ga). Ce constat a permis d'établir la notion « d'expansion des fonds océaniques » dans les années 60 et a conduit à l'élaboration de la théorie de la tectonique des plaques [[Le Pichon, 1968](#); [McKenzie et Parker, 1967](#)]. Cette théorie rend compte du mouvement des plaques, considérées comme des entités rigides, par rapport à un référentiel donné.

FIGURE I.1 – Âge du plancher océanique d'après Müller et al. [2008]. Le contour des plaques tectoniques majeures sont représentés par des traits noirs.



À ce jour il existe différents modèles de cinématique des plaques parmi lesquels le modèle HS3-NUVEL1A décrivant le mouvement absolu des plaques [Gripp et Gordon, 2002] (fig. I.2).

FIGURE I.2 – Carte mondiale des vitesses absolues des plaques dans le référentiel type « points chauds » HS3-NUVEL1A [Gripp et Gordon, 2002].



En réalité, la rigidité des plaques n'est qu'approximative puisque celles-ci se déforment, bien que cette déformation soit essentiellement concentrée sur leurs frontières comme l'atteste une carte mondiale des taux de déformations actuels (figure I.3).

Les plaques ou plaques tectoniques, correspondent à la lithosphère fabriquée au niveau des dorsales océaniques à partir de matériel chaud du manteau. Celle-ci s'épaissit, se refroidit et se

I.1 Présentation générale des zones de subduction

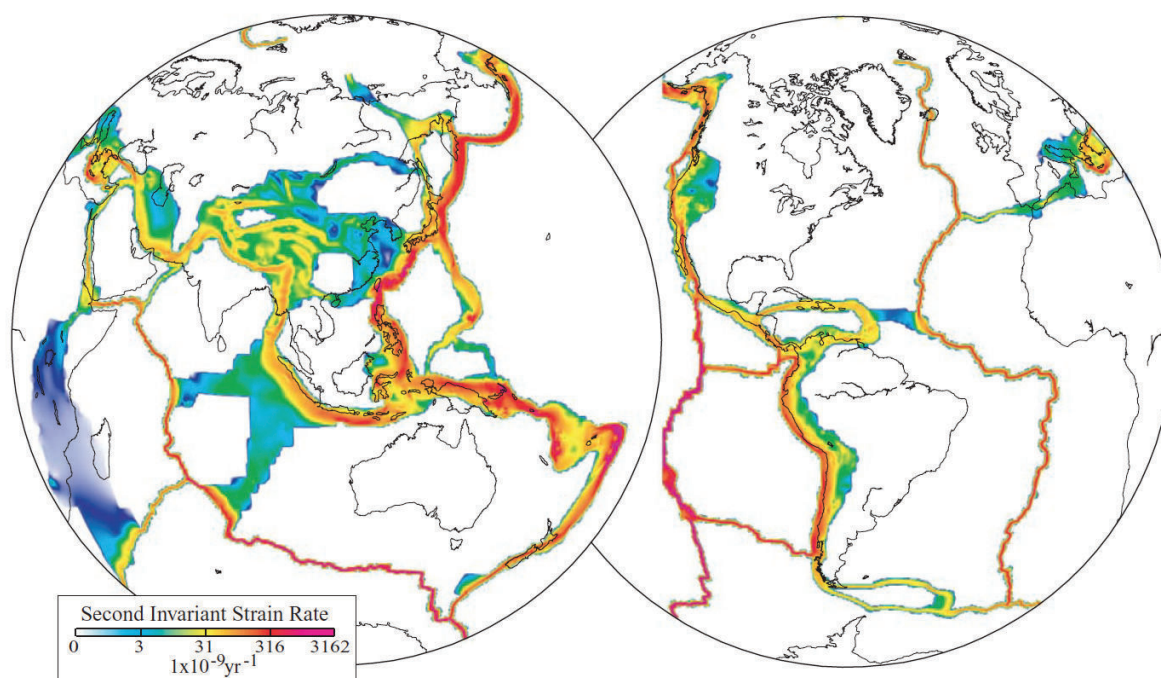
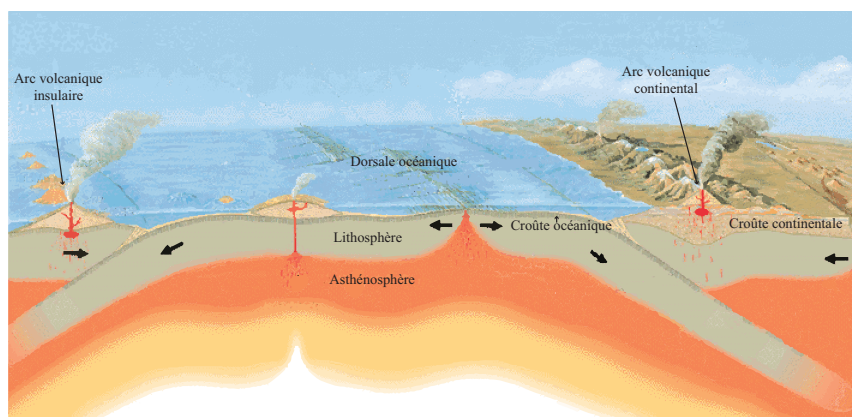


Figure I.3 — Figure d'après [Kreemer et al., 2003]. Carte mondiale du champ du second invariant des taux de déformation calculés à partir vitesses mesurées par GPS. Les zones en blancs sont supposées se comporter de manière quasi-rigide.

densifie à mesure de l'éloignement à la dorsale jusqu'à plonger dans l'asthénosphère sous-jacente sous une autre lithosphère, formant ainsi une zone de subduction (cf. fig. I.4).

FIGURE I.4 — Schéma illustratif de la tectonique des plaques incluant les représentations d'une dorsale et de deux zones de subduction (d'après une illustration de Jose F. Vigil pour l'USGS).



À l'échelle du manteau, la tectonique des plaques est associée au phénomène de convection interne de la Terre. Les mouvements convectifs ascendants, entretenus par le refroidissement du noyau terrestre et par la radioactivité interne, sont à l'origine de l'apport de matière au

Chapitre I. Les zones de subduction et leur modélisation numérique

niveau des dorsales océaniques. Les retombées du matériel refroidi et densifié en surface, au niveau des zones de subduction, constituent les mouvements convectifs descendants. Ainsi, la lithosphère peut être assimilée à la couche limite thermique dans le processus de convection.

Le géotherme dans une zone de subduction est représenté schématiquement figure I.5. L'isotherme à 1200 °C à 100 km de profondeur correspond approximativement à l'épaisseur de la lithosphère thermique au sein de laquelle les transferts de chaleur se font essentiellement par conduction et où le gradient géothermique est de l'ordre de 10°C/km à 20°C/km. En-dessous de cette profondeur les courants convectifs distribuent la chaleur et le gradient thermique est moins important (de l'ordre de 1°C/km).

La pression (donc la profondeur) à laquelle a lieu le changement de phase d'un minéral en fonction de la température est donnée par sa courbe de Clapeyron. Loin des zones de subduction, la composition du manteau est la suivante :

- Jusqu'à une profondeur d'environ 410 km (correspondant à l'isotherme de 1600°C) les roches du manteau sont essentiellement constituées d'olivine $(\text{Mg,Fe})_2\text{SiO}_4$. Puis, à cette profondeur, l'olivine subit un premier changement de phase et se transforme en wadsleyite (phase β de l'olivine) dont la masse volumique est supérieure à celle de l'olivine ($\Delta\rho \simeq 280 \text{ kg.m}^{-3}$ [Turcotte et Schubert, 2002, chap. 4]). La pente de la courbe de Clapeyron de ce changement de phase est positive [p. ex. Katsura et Ito, 1989].
- Entre 410 et 660 km de profondeur, la wadsleyite subit un changement de phase et donne lieu à la phase γ de l'olivine appelée aussi ringwoodite.
- Vers 660 km de profondeur à une température d'environ 1700 °C, la ringwoodite subit un autre changement de phase laissant place à de la pérovskite $(\text{Mg,Fe})\text{SiO}_3$ - CaSiO_3 et de la magnésioiwüstite $(\text{Mg,Fe})\text{O}$. Le contraste de masse volumique associé à ce changement de phase, dont la courbe de Clapeyron est négative [p. ex. Katsura et al., 2003], est $\Delta\rho \simeq 400 \text{ kg.m}^{-3}$ [Turcotte et Schubert, 2002, chap. 4].

La pression à laquelle a lieu un changement de phase étant déterminée par la température, celui-ci ne survient pas à égale profondeur dans la partie mantellique froide d'une lithosphère plongeante et dans le manteau environnant plus chaud (fig. I.5). Ainsi, la transition olivine-wadsleyite dans une lithosphère se fait à moindre profondeur que dans le manteau car sa courbe de Clapeyron est positive. À l'inverse, la transition ringwoodite - pérovskite/magnésioiwüstite ayant une courbe de Clapeyron négative, se produit à une profondeur plus importante dans une lithosphère. Ces « retards » ou « anticipations » des transitions peuvent impliquer des variations locales des contrastes de densité entre la plaque plongeante et le manteau.

I.1 Présentation générale des zones de subduction

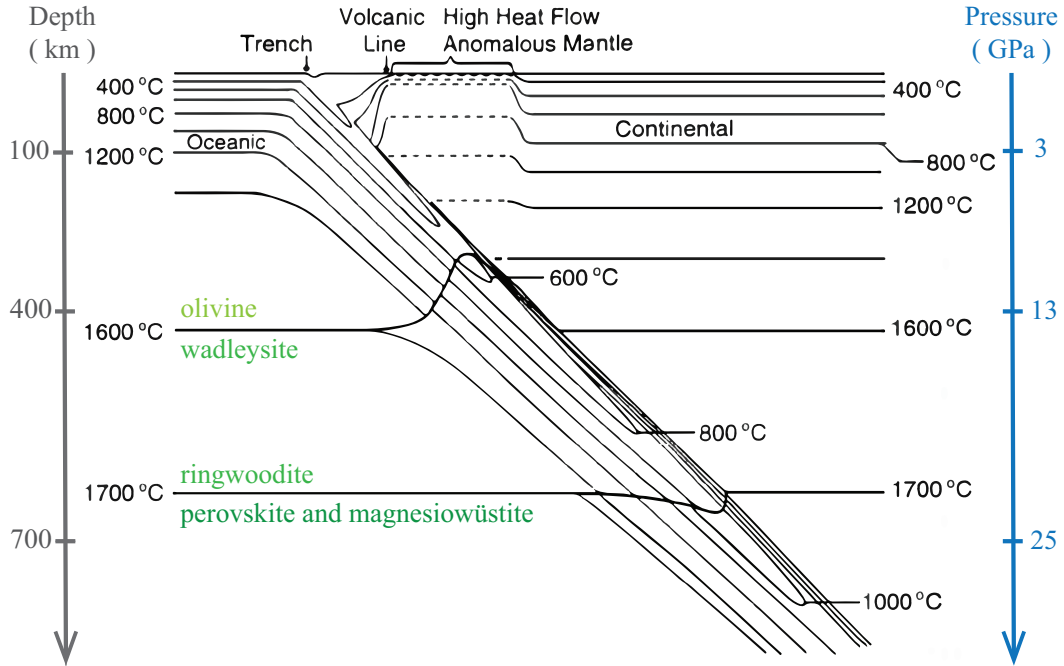


Figure I.5 — D'après une figure de [Turcotte et Schubert \[2002\]](#). Représentation schématique du géotherme près d'une zone de subduction impliquant une plaque plongeante océanique et une plaque supérieure continentale.

En modélisation géodynamique, profil thermique et pression interne sont importants car ils contrôlent le comportement mécanique des roches. Aussi, outre la définition thermique de la lithosphère, il existe une définition mécanique. En effet, la frontière mécanique entre lithosphère et asthénosphère peut être définie comme la zone en-dessous de laquelle les contraintes déviatoriques deviennent inférieures de plusieurs ordres de grandeur à celle présentes dans les niveaux plus compétents, pour des vitesses de déformation de l'ordre de 10^{-15} s^{-1} (taux de déformations moyen aux échelles géologiques). En pratique, la lithosphère thermique et la lithosphère mécanique sont souvent confondues. Dans ce manuscrit, nous appelons cette entité « lithosphère », « plaque » ou « plaque lithosphérique ». De plus, nous désignerons par le terme de « panneau plongeant » ou de « slab », la partie de la plaque plongeante immergée dans le manteau.

1.2 Observables indirects de la Terre interne et des zones de subduction

Dans cette partie, nous présentons brièvement certaines méthodes permettant de connaître la structure et le fonctionnement de l'intérieur de la Terre. Elles alimentent et complètent les techniques de modélisations directes pour l'étude des processus tectoniques.

1.2.1 Sismologie et tomographie sismique

Les vitesses et les trajectoires des ondes sismiques permettent de caractériser la composition interne de la Terre et de déterminer plusieurs discontinuités majeures en profondeur (figure I.6a). Les changements de phase des minéraux expliquent les changements de propriétés sismiques de la matière (Modèle 1D PREM [Dziewonski et Anderson, 1981]). Ainsi, la masse volumique ne croît pas linéairement avec la profondeur et présente des sauts aux interfaces entre les enveloppes (figures I.6a et I.6b). Par exemple, à la discontinuité entre manteau supérieur et manteau inférieur, le modèle PREM prédit un saut de la masse volumique de près de 300 kg.m^{-3} .

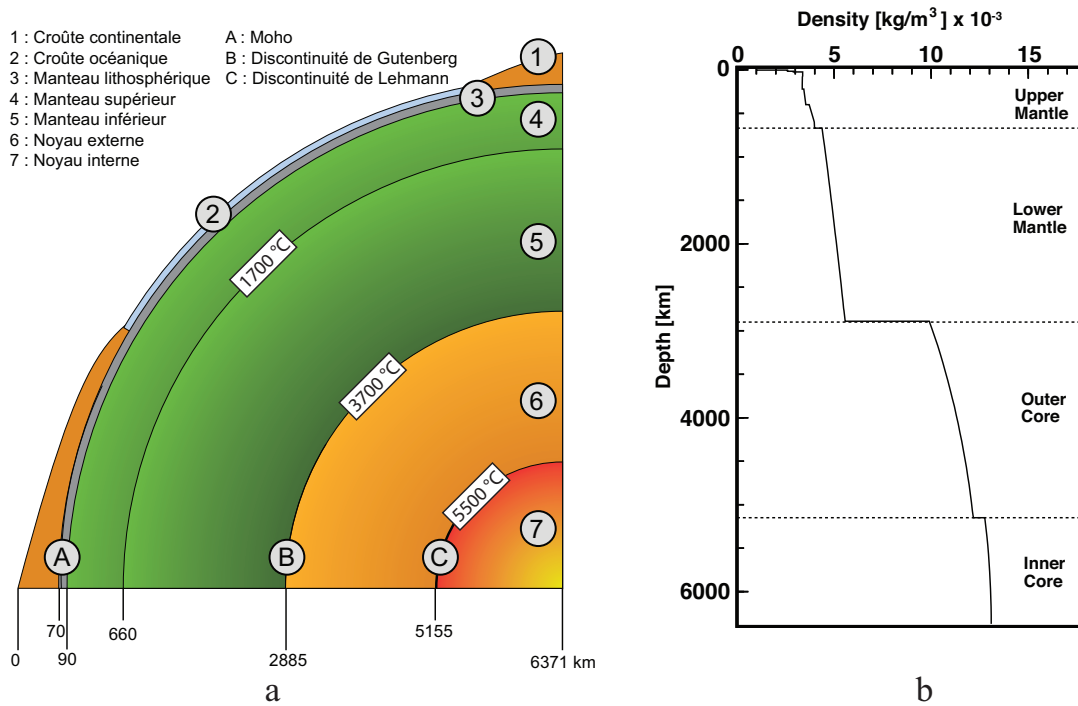


Figure I.6 – a) Schéma de la structure interne de la Terre. b) Évolution de la masse volumique en fonction de la profondeur d'après le modèle PREM [Dziewonski et Anderson, 1981].

Nous précisons ici que tout au long de ce manuscrit il sera indistinctement appelé manteau supérieur, asthénosphère ou manteau asthénosphérique, la couche de matière située sous la lithosphère et au-dessus du manteau inférieur (c.-à-d. au-dessus de 660 km).

L'existence de séismes dans les zones de subduction met en évidence la présence d'une lithosphère froide et cassante, dans le manteau plus chaud [Isacks et Molnar, 1969] et les mécanismes au foyer révèlent l'état de contrainte dans le panneau plongeant [Isacks et Molnar, 1969, 1971].

I.1 Présentation générale des zones de subduction

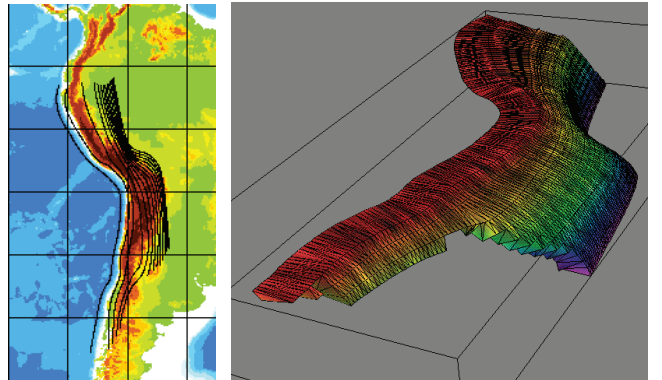
Les séismes intermédiaires (entre 60 km et environ 300 km) montrent en général que le panneau plongeant est soumis à des contraintes extensives dans cette zone tandis que les séismes profonds (entre 300 km et 660-700 km), avec des mécanismes en compression, indiqueraient une résistance croissante du manteau à l'enfoncement du slab [Isacks et Molnar, 1969, 1971]. Vers 660-670 km, la présence de séismes à cette profondeur dans certaines zones de subduction révèlent la stagnation du panneau plongeant dans la zone de transition du manteau et la résistance qu'oppose le manteau inférieur à sa pénération [Fukao et Obayashi, 2013].

Par ailleurs, certaines études des mécanismes au foyer des séismes profonds suggèrent que certains slab (Tonga, Izu-Bonin, Salomons) se fléchissent au niveau de la zone de transition du manteau [Myhill, 2012].

Au-delà de 680-700 km aucun séisme ne semble se produire [p. ex. Stark et Frohlich, 1985].

À partir de la détermination des plans de Wadati-Benioff, la géométrie des panneaux plongeants dans les zones de subduction peut être reconstruite [Gudmundsson et Sambridge, 1998; Hayes et al., 2012] et la complexité géométrique des slabs est ainsi mise en évidence (p. ex. fig. I.7).

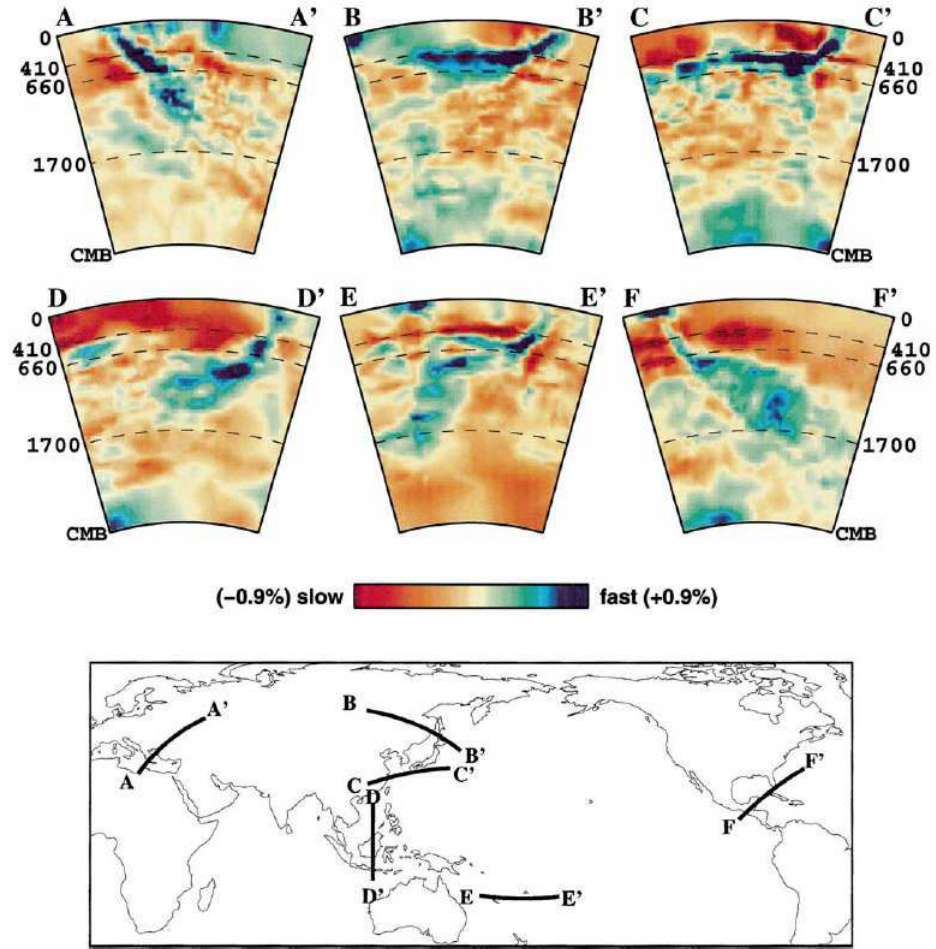
FIGURE I.7 – Reconstruction géométrique de la plaque Nazca sous l'Amérique du Sud (modèle RUM) à partir de l'interpolation de la localisation de séismes [Gudmundsson et Sambridge, 1998].



Les images tomographiques montrent qu'un certain nombre de plaques plongeantes semblent déposées sur la discontinuité vers 660 km de profondeur tandis que la subduction se poursuit en surface [Fukao et Obayashi, 2013; Fukao et al., 1992, 2009; Zhao et al., 2009], notamment au nord-ouest du Pacifique (voir figures I.8 et I.9). À l'inverse, en Amérique Centrale ou à Java, la plaque plongeante paraît pénétrer directement dans le manteau inférieur jusqu'à des profondeurs importantes (voir figures I.8 et I.10).

Cependant, la résolution des images tomographiques est parfois faible et ne permet pas de déceler avec précision la géométrie des panneaux plongeants en profondeur.

FIGURE I.8 – Profils tomographiques dans différentes zones de subduction d’après Karason et Van Der Hilst [2000]. Les échelles de couleur correspondent aux anomalies de vitesse des ondes P. Les profondeurs 410 km, 660 km et 1700 km sont indiquées par des tirets noirs. (AA’) : Zone hellénique; (BB’) : Kuriles du sud; (CC’) : Izu-Bonin; (DD’) : Java; (EE’) : Tonga; (FF’) : Amérique Centrale.



De plus, dans certaines régions comme le Japon, la stagnation du slab à 660 km semble bien déterminée par les images téléseismiques issues de différents travaux (fig. I.9). Sous le Chili, au contraire, le comportement de la plaque plongeante dans la zone de transition du manteau semble plus difficile à déterminer puisque plusieurs images tomographiques montrent la stagnation du panneau plongeant vers 660 km (fig. I.10b) [p. ex. Fukao et Obayashi, 2013; Simmons et al., 2012] tandis que d’autres indiqueraient l’immersion de celui-ci dans le manteau inférieur (fig. I.10a, [p. ex. Li et al., 2008]).

Fukao et Obayashi [2013] suggèrent quatre étapes successives d’interaction entre la plaque plongeante et la discontinuité à 660 km de profondeur : 1) Le slab stagne au-dessus de 660 km (ex. : Honshu, Bonin, Chili) ; 2) Le slab pénètre dans le manteau inférieur ; 3) Le slab est bloqué dans la partie supérieure du manteau inférieur (< 700 km) (ex. : Kurile, Java, Pérou) ; 4) Le slab pénètre largement dans le manteau inférieur (ex. : Amérique Centrale).

I.1 Présentation générale des zones de subduction

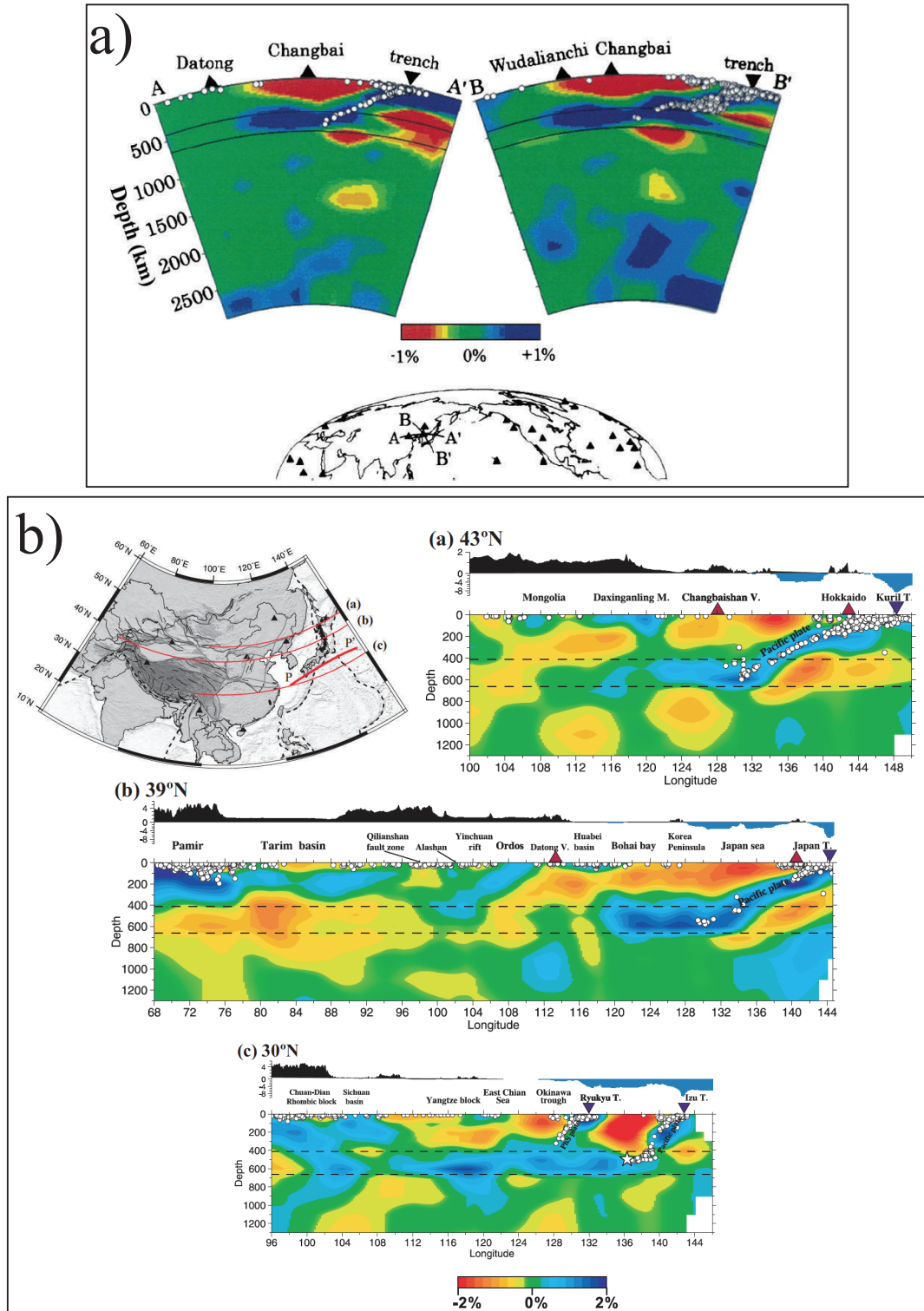


Figure I.9 – Profils tomographiques le long de plusieurs sections dans la zone du Pacifique Ouest entre 30°N et 43°N, d'après Zhao et al. [2009] (fig. a : cadre du haut) et Fukao et al. [2009] (fig. b : cadre du bas). Les échelles de couleur correspondent aux anomalies de vitesse des ondes P. Les profondeurs 410 km, 660 km sont indiquées par des traits noirs.

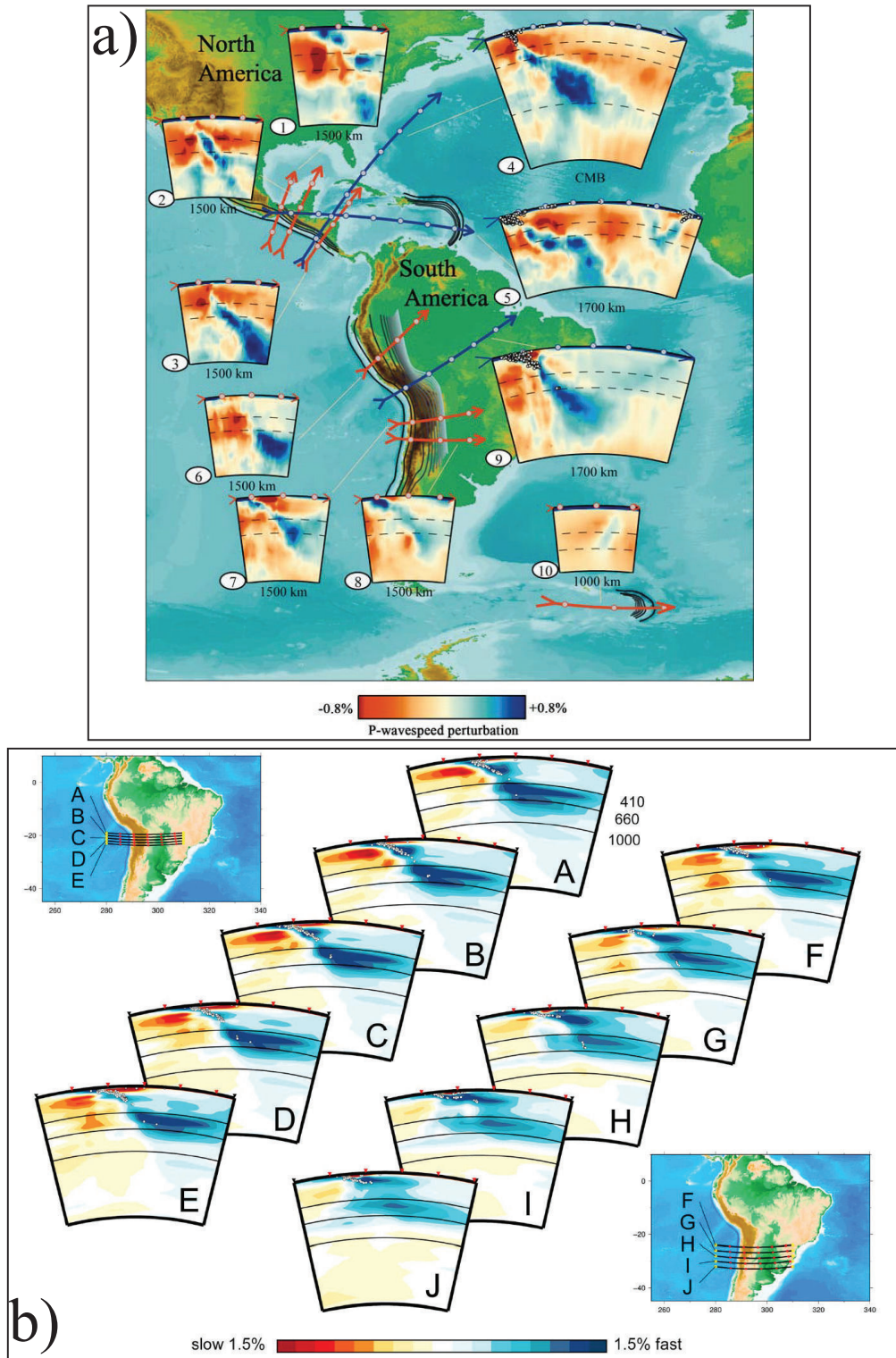
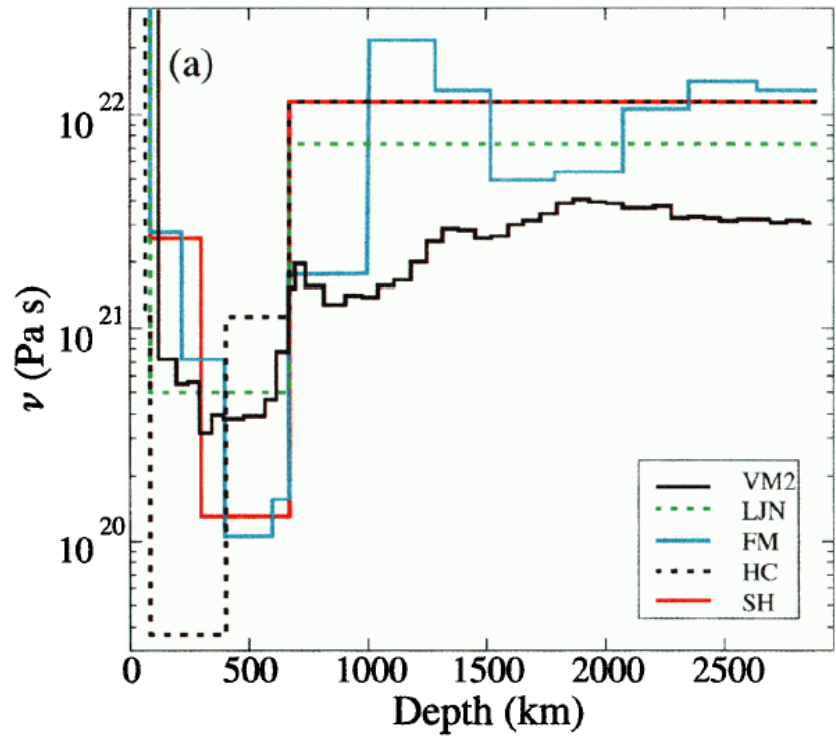


Figure I.10 – Profils tomographiques le long de plusieurs sections sous l'Amérique Centrale et l'Amérique du Sud, d'après Li et al. [2008] (fig. a) et Fukao et Obayashi [2013] (fig. b). Les échelles de couleur correspondent aux anomalies de vitesse des ondes P. Les profondeurs 410 km, 660 km (figs. a et b) et 1000 km (fig b), sont indiquées par les lignes noires discontinues (fig. a) et continues (fig. b).

1.2.2 Estimations de la viscosité moyenne du manteau

La fonte des calottes glaciaires provoque un ajustement isostatique de la croûte terrestre. L'échelle de temps associée à cette déformation est de l'ordre de 10^{10} - 10^{11} s [Karato, 2010] et implique le fluage du manteau. En considérant en première approximation un comportement newtonien du manteau avec une viscosité homogène par morceaux, des études sur le rebond post-glaciaire prédisent un manteau supérieur de viscosité comprise entre 10^{20} Pa.s et 10^{21} Pa.s (cf. fig I.11) et un saut de viscosité à 660 km d'environ un ordre de grandeur [Peltier, 1998].

FIGURE I.11 – Profils de viscosité du manteau en fonction de la profondeur issus de différents travaux sur le rebond post-glaciaire (d'après Peltier [1998, et références citées])



Une étude plus récente, considérant un manteau newtonien à deux couches (frontière à 670 km), prédit une viscosité du manteau supérieur de $5,3 \cdot 10^{20}$ Pa.s et $2,3 \cdot 10^{21}$ Pa.s pour le manteau inférieur [Paulson et al., 2007].

Des travaux d'inversion de plusieurs données du rebond post-glaciaire et des observations du géoïde grandes longueurs d'ondes suggèrent une augmentation de la viscosité entre 10^{20} Pa.s à environ 100 km et 10^{23} Pa.s à environ 2000 km et prédisent une viscosité moyenne du manteau supérieur d'environ $5 \cdot 10^{20}$ Pa.s [Mitrovica et Forte, 2004].

Le saut de viscosité vers 660 km révélé par ces estimations est suggéré pour expliquer la stagnation de certains panneaux plongeants dans cette zone [p. ex. Fukao et Obayashi, 2013].

1.3 Contraintes sur la rhéologie des roches à partir d'essais en laboratoire

Nous présentons dans cette partie quelques études expérimentales sur la rhéologie des roches. Nous effectuons ensuite quelques remarques sur les lois de comportement déterminées en laboratoire et utilisées dans les modèles numériques appliqués à l'étude de la subduction.

1.3.1 Rhéologie de la lithosphère

Les essais en laboratoire sur des échantillons de roche montrent qu'à faible pression lorsque le seuil de rupture du matériau est atteint, une fracture simple apparaît dans l'échantillon (rupture fragile). Lorsque la pression de confinement est importante, la déformation est macroscopiquement homogène dans tout l'échantillon (rupture ductile, écoulement plastique macroscopique). Entre ces deux comportements, il peut y avoir apparition conjointe d'une fracture principale, de micro-fractures au voisinage de la fracture principale, et de déformation plastique macroscopique (voir fig. I.12) [Evans et al., 1990].

Les expériences en laboratoire, sur des échantillons de roche soumis à des fortes pressions et à des températures élevées ont révélé la relation complexe existante entre les taux de déformation et l'état de contrainte ainsi que la dépendance à de nombreux paramètres tels que la température, la taille des grains ou la teneur en eau de l'échantillon. Il existe plusieurs lois qui caractérisent ce type de déformation [Regenauer-Lieb et Yuen, 2003]. Celle qui est souvent utilisée, est la loi puissance. En 1D, elle s'écrit [p. ex. Hirth et Kohlstedt, 2003] :

$$\dot{\epsilon} = A\sigma^n d^{-p} f_{H_2O}^r \exp\left(-\frac{E^* + PV^*}{RT}\right) \quad (\text{I-1})$$

où $\dot{\epsilon}$ est le taux de déformation, σ la contrainte, A une constante, d la taille des grains, f_{H_2O} la fugacité de l'eau, E^* l'énergie d'activation, P la pression, V^* le volume d'activation, R la constante des gaz parfaits, et T la température. n , p , et r sont des paramètres dépendant du type de déformation. Lorsque $n = 1$, le fluage est newtonien et est assimilé au fluage par diffusion aux joints de grains. Lorsque $n = 3$, le fluage s'effectue par dislocation des grains. Le comportement ductile est considéré comme très dépendant de la température.

Des études expérimentales sur des échantillons de roche déterminent les paramètres des lois (par exemple (I-1) pour le comportement ductile) qui décrivent les mesures effectuées durant les essais. Les paramètres déterminés, les expérimentateurs considèrent des profils de température et de pression pour la lithosphère et établissent des enveloppes de contrainte en supposant des taux

**Phenomenology of the Brittle Ductile Transition
of Low Porosity Crystalline Rocks under Compressive Loading**

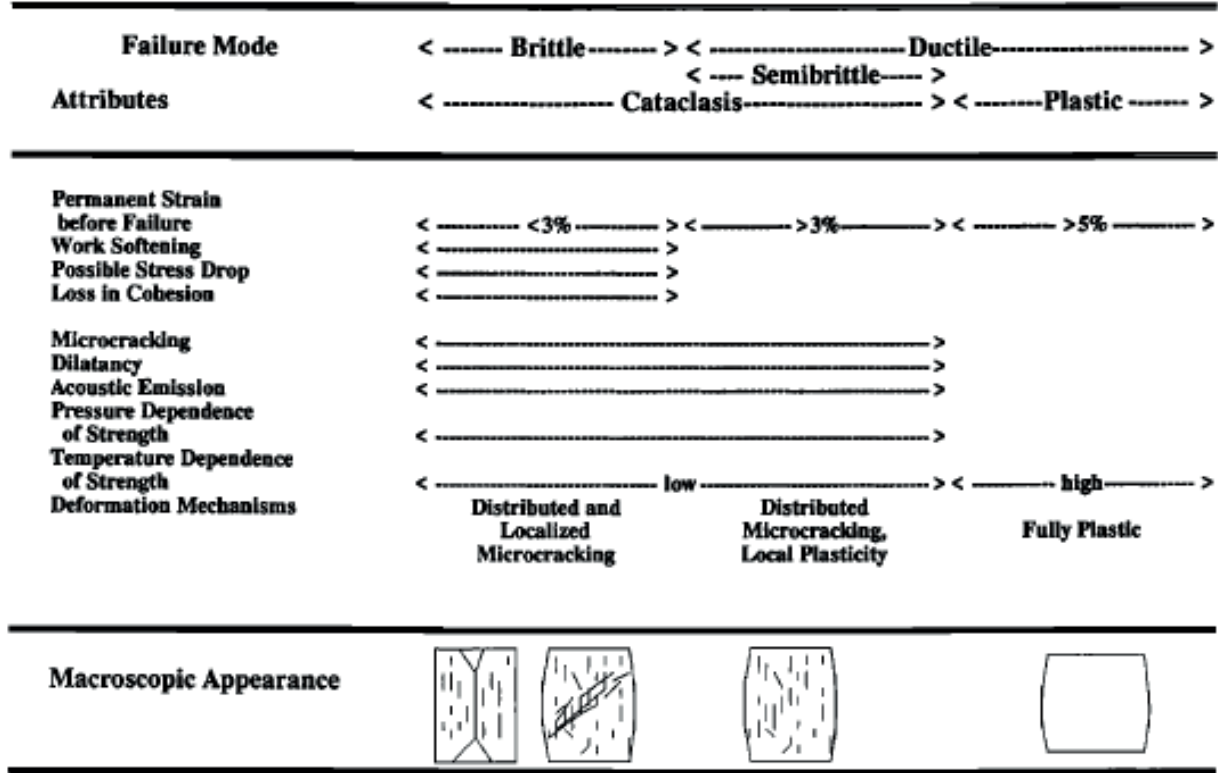


Figure I.12 – D'après une figure de [Evans et al., 1990]. Diagramme résumant les différents comportements des roches à la rupture observés en laboratoire en fonction de la pression imposée.

de déformation constants (typiquement 10^{-14} - 10^{-16} s⁻¹ pour l'extrapolation aux phénomènes géodynamiques). L'enveloppe de contrainte illustre les contraintes déviatoriques maximales qui pourraient être supportées par les roches (résistance) en fonction de la profondeur.

Par exemple, Kohlstedt et al. [1995] proposent une enveloppe de contrainte pour la lithosphère océanique (fig. I.13a) en se basant, entre autres, sur des expériences réalisées sur des minéraux d'olivine. Cette enveloppe est calculée en utilisant une estimation du géotherme d'une lithosphère de 60 Ma [Turcotte et Schubert, 2002, chap. 4] et en considérant un taux de déformation égal à 10^{-15} s⁻¹. La courbe (I.13a) montre les différents comportements mécaniques supposés de la lithosphère en fonction de la profondeur : fragile au-dessus de 10 km, semi-fragile jusqu'à 40 km, puis ductile à plus grande profondeur. Au-delà de 40 km de profondeur, la résistance de la lithosphère diminue avec la profondeur. Les auteurs prédisent ainsi une résistance maximale de 800 MPa pour la lithosphère à environ 600°C et à environ 1,3 GPa .

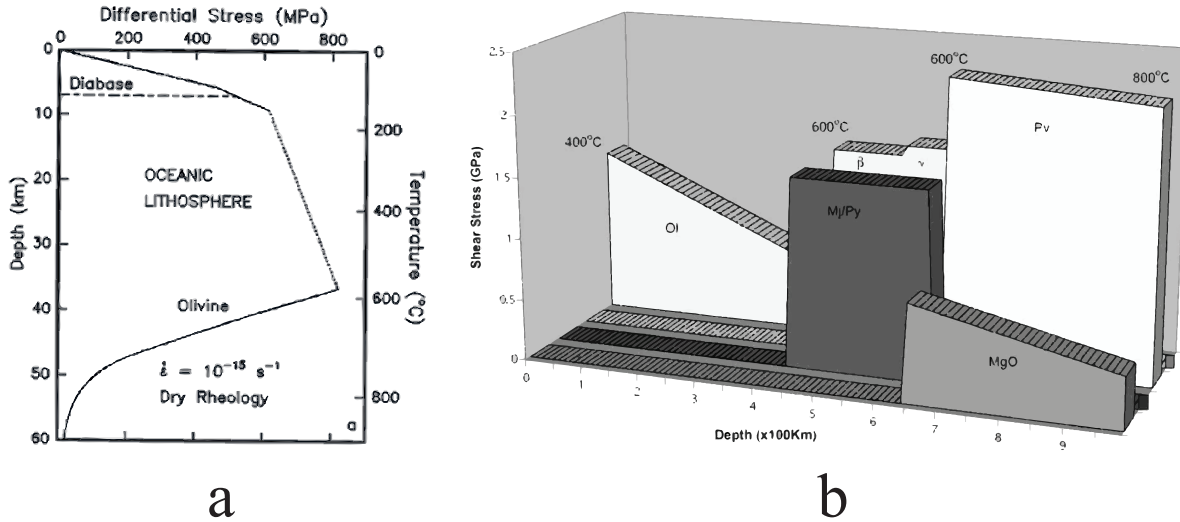


Figure I.13 – a) Enveloppe de contraintes pour une lithosphère océanique d'après [Kohlstedt et al. \[1995\]](#). b) Contrainte déviatorique maximale estimée pour différents minéraux en fonction de la profondeur. Les estimations sont effectuées en considérant un géotherme relativement froid correspondant à celui du cœur d'un panneau plongeant.

[Weidner et al. \[2001\]](#) effectuent des essais de relaxation sur les différents minéraux présents dans la partie mantellique d'une lithosphère subduite (olivine et ses différentes phases, pyrope, majorite). Les expériences mesurent la contrainte déviatorique dans les minéraux après 1000 s durant lesquels ils sont soumis à une température constante (entre 400°C et 1000°C). Les auteurs proposent alors des estimations de la résistance des minéraux en fonction de la profondeur pour des températures qui correspondraient à celle du cœur d'un slab (figure [I.13b](#)). Ils suggèrent une augmentation de la résistance des roches lors du changement de phase vers 410 km de profondeur. L'olivine à 400 km et à 600°C aurait une résistance de 0,5 GPa, alors que la wadsleyite aurait une résistance d'environ 1,5 GPa entre 410 et 500 km. L'effet inverse (baisse de la résistance) pourrait survenir à 660 km de profondeur suivant la quantité de magnésio-wüstite considérée (cf. fig. [I.13b](#)).

Des études récentes comme celle de [Schubnel et al. \[2013\]](#) ont analysé le comportement de l'olivine métastable soumise à des pressions de confinement comprises entre 2 et 5 GPa et des températures variant entre 700°C et 1300°C. L'essai consiste à mesurer les émissions acoustiques émises par un échantillon soumis à des contraintes déviatoriques de plus en plus importantes. Les auteurs rapportent des contraintes déviatoriques maximales mesurées atteignant les 2,5 GPa. Les fortes émissions acoustiques enregistrées lors de l'essai révèlent cependant des micro-fracturations importantes au sein de l'échantillon.

1.3.2 Rhéologie du manteau

Les roches du manteau ont un comportement ductile étant donné les conditions de pression et de température. Il est souvent considéré, d'après les essais en laboratoire, que leur déformation est décrite par une loi puissance (p. ex. (I-1)) et que le fluage s'effectue soit par diffusion, soit par dislocation [Karato et Wu, 1993], voire, à faible température, par le fluage de Peierls [p. ex. Kameyama et al., 1999].

Karato et Wu [1993] estiment les viscosités effectives moyennes pour les deux types de fluage (cf. figure I.14) en fonction de la profondeur et différents géothermes, en conditions hydratée ou anhydre, avec différents volumes d'activation. Ces estimations montrent une forte dépendance de la viscosité effective au volume d'activation qui est cependant mal connu [Karato et Wu, 1993].

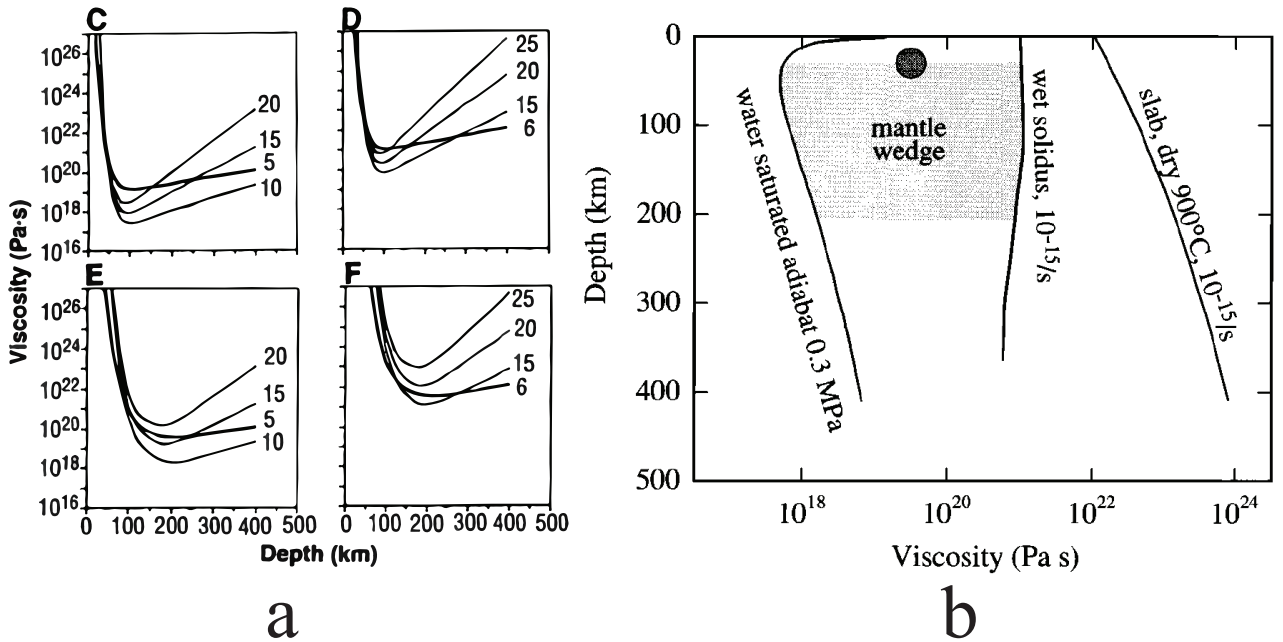


Figure I.14 — a) D'après une figure de Karato et Wu [1993]. Viscosités effectives calculées à partir d'une loi puissance pour différents géothermes et différentes conditions d'hydratation [voir Karato et Wu, 1993]. C : Manteau chaud hydraté ; D : Manteau chaud sec E : Manteau froid hydraté F : Manteau froid sec. Les estimations de la viscosité effective sont données en fonction d'une taille de grain $d_0 = 1$ mm, d'un état de contrainte $\sigma_0 = 1$ MPa et d'une viscosité η_0 de référence définie par $\eta/\eta_0 = (d/d_0)^p (\sigma/\sigma_0)^{1-n}$ où p et n dépendent du type de fluage b) Estimations de la viscosité du coin mantellique et d'un slab d'après Hirth et Kohlstedt [2003].

[Karato et Wu \[1993\]](#) suggèrent une forte variation de la viscosité en fonction de la profondeur pour le fluage par dislocation tandis qu'elle est plus stable pour un fluage par diffusion. La viscosité effective dans le fluage par diffusion est d'environ 10^{20} Pa.s entre 100 et 400 km de profondeur pour un manteau hydraté, et d'environ 10^{21} Pa.s pour des roches anhydres. Une valeur moyenne de la viscosité est plus difficile à extraire des courbes correspondantes au fluage par dislocation étant donnée la variabilité en fonction de la profondeur. Par ailleurs, les auteurs proposent que l'écoulement dans le manteau s'effectue par diffusion pour des profondeurs inférieures à 200-300 km de profondeur. Au-delà, la déformation serait dominée par le fluage par dislocation.

D'autres travaux donnent, par exemple, des estimations de la viscosité du coin mantellique à partir d'essais sur des minéraux d'olivine fortement hydratée et une température constante de 1350°C (entre 5.10^{17} et 10^{21} Pa.s avec une valeur moyenne d'environ 5.10^{19} Pa.s) [[Hirth et Kohlstedt, 2003](#)].

De plus, à partir de résultats obtenus pour des cristaux d'olivine anhydres à une température constante de 900°C , les auteurs prédisent également une viscosité effective de la partie mantellique de la lithosphère comprise entre 10^{22} et 10^{24} Pa.s suivant la profondeur considérée (figure [I.14b](#)).

1.3.3 Remarques sur les lois de comportement déterminées en laboratoire

Les modèles géodynamiques utilisent des lois de comportement (par exemple la loi puissance) déterminées en laboratoire et il est important d'effectuer certaines remarques à ce sujet :

- Les essais mécaniques en laboratoire sont soumis à une limitation évidente liée à la durée des expériences. De fait, les taux de déformation appliqués aux échantillons sont limités à $10^{-5} - 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ alors que les échelles géologiques impliquent des taux de déformation de l'ordre de $10^{-14} - 10^{-18} \text{ s}^{-1}$. L'extrapolation des lois de comportement (de fluage) déterminées en laboratoire aux systèmes géodynamiques doit par conséquent être effectuée avec précaution [[Burov, 2010](#)].
- Un certain nombre de paramètres impliqués dans les lois de fluage (p. ex. loi de puissance) sont peu contraints. Notamment la taille des grains, le géotherme (principalement dans les lithosphères continentales), la teneur en volatiles ou encore le volume d'activation ne sont pas bien déterminés dans les cas naturels [[Burov, 2010](#); [Karato et Wu, 1993](#)].
- Pour effectuer des modèles géodynamiques à grande échelle, le comportement fragile de

la lithosphère peut être négligé puisqu'il n'est valide que dans la partie superficielle (< 10 km de profondeur) et ne déterminerait donc pas la résistance de celle-ci [Regenauer-Lieb et Yuen, 2003]. Il s'agit donc du comportement ductile qui contraint la résistance des lithosphères à grande échelle. On peut donc considérer qu'une rhéologie « moyenne » (viscosité ou visco-élasticité) permettrait de modéliser le comportement long-terme de la lithosphère.

Pour les raisons évoquées ci-dessus, nous avons opté dans ce travail de thèse pour l'utilisation de rhéologies moyennes pour la lithosphère et le manteau. Toutefois, le développement d'un modèle de couplage entre une lithosphère visco-élastique et un manteau visqueux newtonien permet d'envisager par la suite de modéliser des comportements plus complexes.

1.4 L'élasticité a-t-elle une influence dans les zones de subduction ?

Le comportement mécanique des roches dépend du temps caractéristique des déformations auxquelles elles sont soumises. Le comportement est purement élastique lors de la propagation des ondes sismiques et visqueux dans la convection terrestre. Pour les échelles de temps comprises entre ces deux extrêmes, le rôle de l'élasticité de la lithosphère dans les processus géodynamiques long-terme est encore débattu [Kaus et Becker, 2007; Muhlhaus et Regenauer-Lieb, 2005; Regenauer-Lieb et al., 2012].

Muhlhaus et Regenauer-Lieb [2005] ont présenté une méthode numérique pour la modélisation d'un écoulement élasto-visco-plastique. Dans un cas de convection naturelle, les auteurs ont remarqué que l'élasticité du milieu peut avoir un effet sur l'énergie \dot{W} de l'ensemble du domaine Ω considéré ($\dot{W} = Ra V(Nu - 1)$ où V est le volume total du milieu, Ra le nombre de Rayleigh et Nu le nombre de Nusselt) lors de la descente d'une cellule de convection puisqu'elle diminue l'énergie de dissipation visqueuse Φ définie par :

$$\Phi = \int_{\Omega} \boldsymbol{\tau} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}} \, d\Omega \quad (\text{I-2})$$

où $\boldsymbol{\tau}$ est le tenseur des contraintes déviatoriques et $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}$ le tenseur des déformations.

Les auteurs ont suggéré que, sur Terre, l'élasticité doit jouer un rôle à une échelle locale, telle une zone de subduction. À l'inverse, [Kaus et Becker, 2007] n'ont pas noté d'effet important de l'élasticité lors de l'étude de la croissance d'une instabilité de Rayleigh-Taylor avec des paramètres réalistes pour la Terre.

Buffett et Heuret [2011] effectuent une étude sur la dissipation d'énergie lors de la flexion de la lithosphère dans les zones de subduction. Pour un filet de fluide visqueux, une approximation de la dissipation lors de la flexion est [Buffett, 2006] :

$$\Phi_{Buffet} = \frac{2}{3} \left(\frac{e^3}{R_{min}^3} \right) \eta u^2 \quad (\text{I-3})$$

où e est l'épaisseur du filet (épaisseur de la plaque dans le cas d'une subduction), R_{min} le rayon de courbure minimum, η la viscosité du fluide et u la vitesse du filet (vitesse de subduction dans le cas d'une subduction). Cette énergie est comparée à l'énergie potentielle gravitationnelle supposée contrôler la flexion de la plaque et qui s'écrit :

$$E_g = \Delta\rho g e H_{um} u \quad (\text{I-4})$$

avec $\Delta\rho$ le contraste de densité entre la plaque et le manteau, g la gravité et H_{um} l'épaisseur du manteau supérieur.

Le rayon de courbure minimum est déterminé par les auteurs à partir des plans de Wadati-Benioff dans les différentes zones de subduction dont l'épaisseur, le contraste de densité et la vitesse de subduction sont supposés connus (voir description des données dans Buffett et Heuret [2011]). De plus, ils considèrent une viscosité moyenne pour toutes les plaques égale à 3.10^{22} Pa.s.

Contre-intuitivement, les auteurs montrent que le rayon de courbure minimum des plaques plongeantes diminue en fonction de leurs épaisseurs, celles-ci étant estimée à partir de leurs âges (par le modèle de refroidissement de la lithosphère de Parsons et Sclater [1977]). Le modèle de flexion d'une plaque visqueuse prédit pourtant le contraire [Ribe, 2010]. Dans un travail récent de Holt et al. [in press], il est suggéré que ce paradoxe est expliqué par le fait que la courbure de la plaque plongeante est davantage contrôlée par l'épaisseur de la plaque chevauchante que par l'épaisseur de la plaque plongeante.

Buffett et Heuret [2011] suggèrent également que, dans les subductions naturelles, l'énergie de dissipation visqueuse dépasse le plus souvent 100% de l'énergie disponible (énergie potentielle). Ceci remet potentiellement en question l'hypothèse de comportement purement visqueux des plaques à l'échelle de temps des déformations induites par la subduction, *a fortiori* si celles-ci ont une viscosité supérieure à 3.10^{22} Pa.s. Toutefois, ils suggèrent que la considération d'un seuil plastique à 600 MPa baisse le rapport entre l'énergie de dissipation interne et l'énergie potentielle à 40 %.

I.1 Présentation générale des zones de subduction

Récemment, [Fourel et al. \[2014\]](#) ont étudié numériquement, du point de vue énergétique, l'influence de l'élasticité dans la flexion d'une plaque viscoélastique soumise uniquement à son poids et à la force de restitution du manteau sous-jacent.

Pour estimer la part de déformation élastique que subit un matériau viscoélastique, on considère habituellement le nombre de Deborah $De = \tau_r/\tau_c$ où t_c est un temps caractéristique de la déformation et τ_r est le temps de relaxation de Maxwell défini par $\tau_r = \eta/G$ avec η la viscosité du matériau et G le module de cisaillement.

En 1D, la loi de comportement d'un matériau de Maxwell est :

$$\dot{\epsilon} = \frac{\sigma}{2\eta} + \frac{\dot{\sigma}}{2E} \quad (\text{I-5})$$

où ϵ et σ sont la déformation et la contrainte, et l'opérateur $\dot{}$ désigne la dérivée temporelle. η et E sont la viscosité et le module de Young. [Fourel et al. \[2014\]](#) considèrent la loi de comportement en fonction de τ_r et τ_c :

$$\dot{\epsilon} = \frac{\sigma}{2E} \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{C_1\tau_c} \right) \quad (\text{I-6})$$

avec C_1 une constante dépendant des conditions aux limites du problème.

À partir de l'équation (I-6) et en utilisant les expressions de [Buffett \[2006\]](#) de flexion d'une plaque visqueuse, une estimation du rayon de courbure minimum d'une plaque viscoélastique R_{VE} peut être effectuée :

$$-z \frac{C_2}{\tau_c} \frac{1}{R_{VE}} = \frac{\sigma}{2E} \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{C_1\tau_c} \right) \quad (\text{I-7})$$

où z est la coordonnée verticale et C_2 une constante.

Le rayon de courbure minimum élastique R_E équivalent peut être déterminé à partir de l'expression de la déformation en n'importe quel point d'une plaque élastique soumise à de la flexion pure : $\epsilon = \sigma/E = -z/R_E$.

Le rapport entre R_{VE} et R_E est par conséquent fonction de constantes dépendantes des conditions aux limites, et [Fourel et al. \[2014\]](#) en donnent une estimation déduite de leurs expériences numériques :

$$\frac{R_{VE}}{R_E} = \left(\frac{(0,026 + De)^{-1}}{1,08De} \right)^{-0,6} \quad (\text{I-8})$$

[Fourel et al. \[2014\]](#) étudient l'évolution de l'énergie visqueuse dissipée dans leurs modèles de plaques viscoélastiques par rapport à l'estimation (I-3) [[Buffett, 2006](#)] en fonction des paramètres mécaniques. Pour $De > 10^{-1}$, l'estimation de l'énergie de dissipation d'une plaque purement visqueuse est dix fois supérieure à l'énergie interne dissipée par une plaque viscoélastique lors de la flexion. Les auteurs suggèrent alors que les surestimations de l'énergie nécessaire

à la flexion d'une plaque dans une zone de subduction par rapport à l'énergie disponible (énergie potentielle gravitationnelle) évoquées par [Buffett et Heuret \[2011\]](#) pourraient être corrigées par la prise en compte d'une énergie élastique stockée.

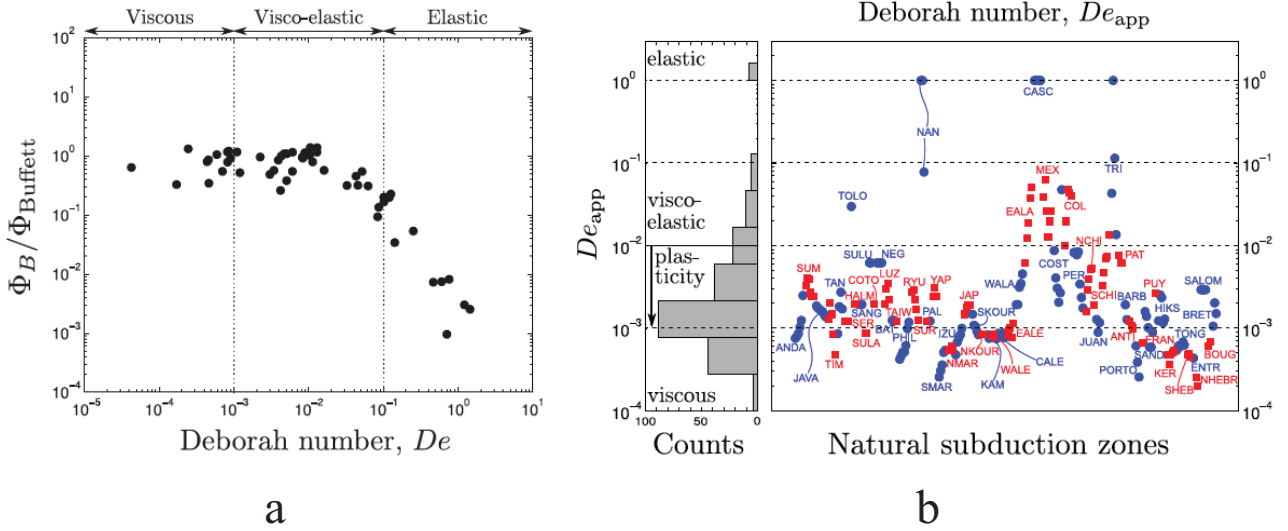


Figure I.15 — Figures d'après [Fourel et al. \[2014\]](#). **a)** Rapport entre la dissipation visqueuse Φ mesurée dans les modèles numériques de plaques viscoélastiques et la dissipation visqueuse $\Phi_{Buffett}$ estimée par [Buffett \[2006\]](#), en fonction du nombre de Déborah. Les domaines où le comportement est assimilé aux comportements visqueux, viscoélastique et élastique sont représentés. **b)** Estimation du nombre de Déborah apparent pour différentes zones de subduction (description dans le texte). L'histogramme montre la répartition de De_{app} dans les zones de subduction.

[Fourel et al. \[2014\]](#) estiment un nombre de Déborah apparent De_{app} pour plusieurs zones de subduction (transects définis par [Lallemant et al. \[2005\]](#)) à partir de l'équation (I-8) où le rayon de courbure R_{VE} correspond au rayon de courbure minimum mesuré dans les cas naturels d'après différents travaux (voir références dans [Fourel et al. \[2014\]](#)). En outre, pour l'estimation d'un rayon de courbure élastique de référence R_E ils considèrent un module de Young égal à 7.10^{10} Pa.

L'estimation montre que la majorité des zones de subduction auraient un De_{app} proche de 10^{-3} , ce qui suggérerait que le comportement des plaques plongeantes durant la flexion, bien que basé sur un modèle viscoélastique, soit assimilable à un comportement visqueux. Cependant, les auteurs soulignent la possibilité que les plaques subduites étudiées aient dépassé un seuil plastique durant leur déformation. Dans ce cas, le nombre De_{app} doit être diminué d'un ordre de grandeur par rapport au De_{app} où la plaque est purement viscoélastique, ce qui place la majorité (60%) des estimations de De_{app} dans un intervalle de valeurs correspondant à un comportement où la

part de déformation élastique n'est plus négligeable (voir fig. I.15). Ils remarquent également que plus la plaque subduite est jeune et plus son comportement est potentiellement élastique.

L'influence de l'élasticité dans la dynamique de la subduction à long-terme est donc encore incertaine. Par conséquent, il paraît utile de ne pas la négliger dans les modèles numériques.

1.5 La conceptualisation mécanique d'un système de subduction

Le processus de subduction implique des phénomènes thermiques, chimiques et mécaniques qu'il est difficile d'inclure simultanément dans un modèle. Aussi, à condition d'émettre certaines hypothèses que nous détaillons dans cette partie, un modèle mécanique conceptuel d'une zone de subduction peut être proposé.

Sur la figure I.16 sont schématisées les différentes unités du système de subduction ainsi que les différentes forces impliquées :

- Le panneau plongeant plus froid que le manteau environnant, est entraîné par son poids et le contraste de densité (*slab pull* F_p) [p. ex. Forsyth et Uyeda, 1975]. Cependant, cette différence de densité peut connaître des variations importantes dues aux changements de phase des minéraux (voir partie I.1.1). Vers 410 km, le changement de phase peut produire une augmentation temporaire du poids apparent (F_{ol-wd}). Vers 660 km, c'est l'inverse qui peut se produire (F_{sp-pv}).
- Dans les slabs froids, les transformations de phase de l'olivine peuvent être cinétiquement retardées et la présence d'olivine métastable au delà de 410 km [Rubie et Ross, 1994] peut générer une force s'opposant à la chute de la lithosphère plongeante dans le manteau (F_{meta}) [p. ex. Tetzlaff et Schmelting, 2000].
- La flexion de la plaque plongeante génère un moment qui s'oppose à son enfouissement (F_{bend}) [p. ex. Becker et al., 1999; Houseman et Gubbins, 1997].
- Les rides océaniques exercent une force lointaine, la « poussée à la ride » ($F_{ridge-push}$), associée au différentiel topographique au niveau des dorsales [p. ex. Forsyth et Uyeda, 1975; Lister, 1975].
- Le frottement entre plaque subduite et plaque chevauchante ($F_{plt-bdry}$) [p. ex. Chemenda et al., 2000; Hassani et al., 1997; McKenzie, 1977] ainsi que l'effet de succion entre les deux dû à la pression hydrostatique [Shemenda, 1993] implique un couplage le long du plan de subduction.
- L'écoulement du manteau environnant entraîne des efforts cisailants en base de plaques

- [p. ex. [McKenzie, 1969](#)] ainsi que sur les parois supérieures et inférieures du panneau plongeant (F_{shear}) [p. ex. [Forsyth et Uyeda, 1975](#)]. Cet écoulement génère une dépression dans le coin mantellique ce qui induit un effort de succion sur la plaque plongeante ($F_{flow-suction}$) [p. ex. [Bonnardot et al., 2008a](#); [Dvorkin et al., 1993](#); [Tovish et al., 1978](#)].
- Enfin des courants asthénosphériques d'origines diverses peuvent exercer des efforts sur les plaques ($F_{mantle-flow}$) [p. ex. [Becker et O'Connell, 2001](#); [Doglioni et al., 2007](#); [Faccenna et al., 2013](#); [Garfunkel et al., 1986](#)].

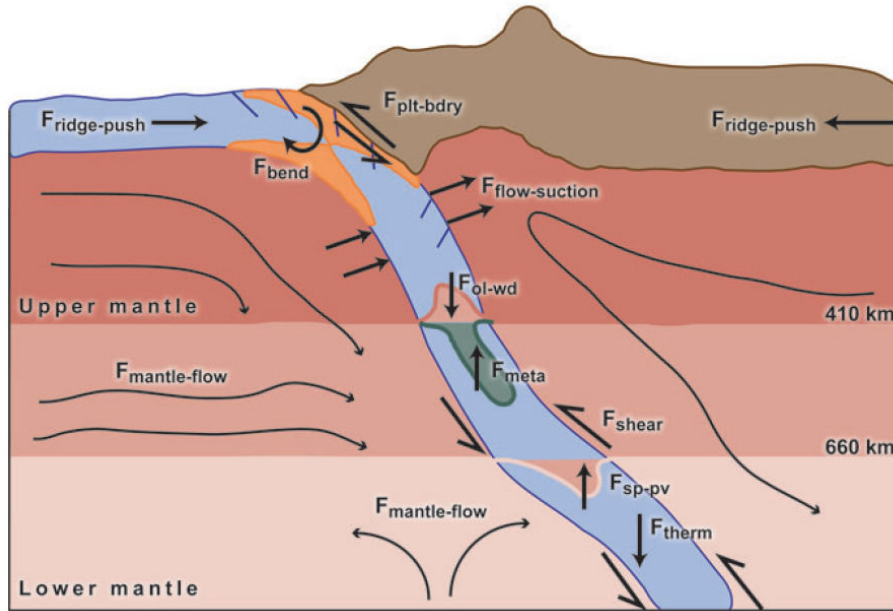


Figure I.16 – Schéma mécanique conceptuel d'un système de subduction (d'après une figure de [[Billen, 2008](#)])

Le schéma mécanique peut être simplifié en posant les hypothèses suivantes :

- Une convergence suffisamment rapide pour négliger les effets thermiques et les changements de phase au-dessus de 660 km de profondeur ($F_{ol-wd} = F_{sp-pv} = F_{meta} = 0$).
- Un manteau passif ($F_{mantle-flow} = 0$).
- La discontinuité entre manteau supérieur et manteau inférieur est considérée imperméable pour le panneau plongeant en accord avec les images tomographiques montrant que de nombreux slabs stagnent sur cette interface [[Fukao et Obayashi, 2013](#)]. Mécaniquement cela se traduit par l'ajout d'une réaction s'exerçant sur la plaque plongeante à 660 km de profondeur. Les causes possibles de la stagnation sont multiples :
 - Le changement de phase de la ringwoodite [p. ex. [Christensen et Yuen, 1984](#)]

I.1 Présentation générale des zones de subduction

- Le retrait de la fosse qui tend à diminuer l'angle d'arrivée du panneau plongeant par rapport à l'interface et favoriserait la stagnation [Christensen, 1996].
- Torii et Yoshioka [2007] ont étudié comment la pente de la courbe de Clapeyron et le saut de viscosité à l'interface manteau inférieur - manteau inférieur peuvent empêcher la pénétration du slab dans le manteau inférieur. Ces auteurs proposent que l'angle avec lequel le panneau plongeant atteint la discontinuité à 660 km a une importance de premier ordre. La combinaison d'un faible pendage et d'un fort contraste de viscosité entre les manteaux inférieur et supérieur suffirait à faire stagner le slab à 660 km indépendamment du contraste de densité.

Tenant compte des remarques ci-dessus, nous décidons de schématiser les efforts mécaniques impliqués dans la dynamique de la subduction selon la figure I.17. Cette conceptualisation est celle adoptée pour établir le modèle numérique utilisé dans cette thèse.

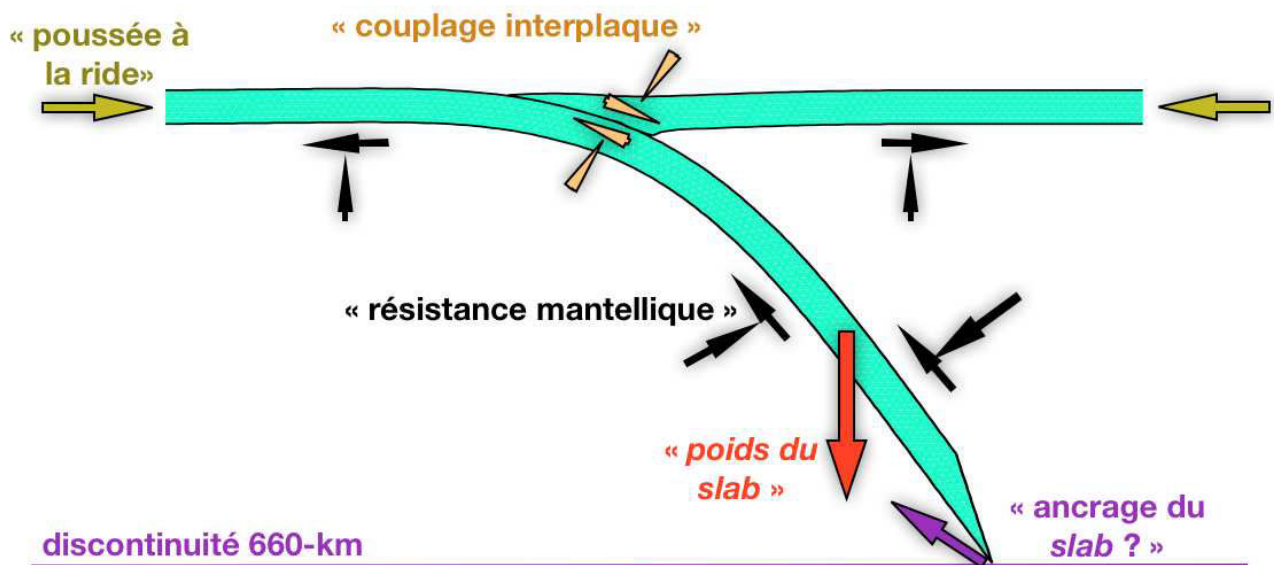


Figure I.17 – Schéma des principaux efforts mécaniques mis en jeu lors d'une subduction.

Il s'agit à présent de réaliser un bref état de l'art de modèles numériques utilisés pour l'étude de la subduction avant d'exposer les motivations du développement d'un nouveau modèle.

2 La modélisation numérique des systèmes de subduction

Deux premières approches peuvent être distinguées dans la modélisation numérique de la subduction. L'une d'elles modélise le système de subduction du point de vue de la convection. Dans cette approche, la lithosphère et le manteau sont des entités fluides et se différencient par des contrastes de résistance, donc de viscosité. Pour simplifier leur désignation nous les appelons les modèles « fluides ». Une autre approche consiste à distinguer la lithosphère, corps solide déformable, du manteau visqueux. Nous les appelons modèles de « lithosphère solide ». Deux autres approches permettent également de classer les modèles et concernent les conditions aux limites appliquées aux plaques.

Dans cette partie, nous présentons ces approches ainsi que les inconvénients et avantages de chacune d'elles.

Remarquons, par ailleurs, que les nombreux modèles analogiques appliqués à la subduction [p. ex. [Funiciello et al., 2003a](#); [Guillou-Frottier et al., 1995](#); [Kincaid et Olson, 1987](#); [Martinson et al., 2005](#); [Schellart, 2004](#); [Shemenda, 1993](#); [Strak et Schellart, 2014](#)] peuvent bien souvent être classés selon les différentes approches que nous définissons dans cette partie.

2.1 Les modèles « fluides »

Dans un modèle « fluide », le problème à résoudre dans un domaine Ω est le suivant :

$$\eta \nabla^2 \mathbf{v} + \nabla p = \mathbf{f} \quad (\text{I-9})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (\text{I-10})$$

où \mathbf{v} , p sont la vitesse et la pression. η est la viscosité du fluide. Le vecteur $\mathbf{f} = \Delta\rho\mathbf{g}$, avec $\Delta\rho$ le contraste de densité et \mathbf{g} le vecteur gravité, représente les forces de volume.

2.1.1 Les modèles de convection pour l'étude d'une subduction

Dans les modèles basés sur la résolution du problème de Stokes (eqs. (I-9)-(I-10)) dans la lithosphère et dans l'asthénosphère, les deux entités sont différenciées par un contraste de viscosité [[Capitanio et Faccenda, 2012](#); [Di Giuseppe et al., 2008](#); [Schellart et Moresi, 2013](#); [Stegman et al., 2006](#)]. Généralement, après que la subduction soit initiée par une perturbation géométrique (une partie de la plaque plongeante est immergée dans le manteau au début de l'expérience), la dynamique du système est contrôlée uniquement par le contraste de densité

I.2 La modélisation numérique des systèmes de subduction

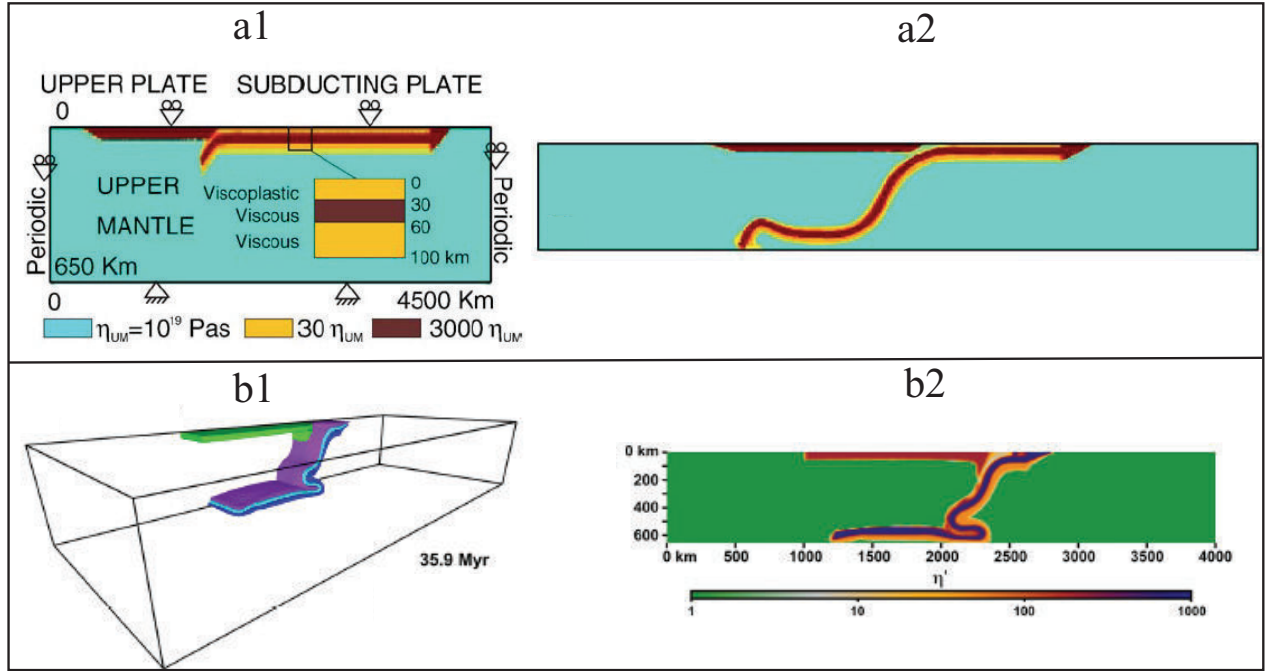


Figure I.18 – Figures du haut d’après [Capitanio et al., 2010]. **a1)** État initial, conditions aux limites et viscosités du modèle 2D. **a2)** État du modèle après 22 Ma lorsque les deux plaques sont libres. Figures du bas d’après [Schellart et Moresi, 2013]. **b1)** Modèle de subduction libre en 3D avec plaques visco-plastiques. **b2)** Coupe verticale représentant la viscosité dans le modèle 3D.

entre la plaque plongeante et l’asthénosphère sous-jacente. Autrement dit, la cinématique des plaques n’est pas imposée (voir p. ex. fig. I.18). Le système est usuellement qualifié de « subduction libre », notion sur laquelle nous revenons une prochaine section.

Certains modèles (thermo-mécaniques) couplent les équations (I-9)-(I-10) à l’équation de la chaleur [Billen et Hirth, 2007; Christensen, 1996; Čížková et al., 2007; Garel et al., 2014; Rodríguez-González et al., 2014; Van Hunen et al., 2002b] :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla T + \kappa \nabla^2 T + H \quad (\text{I-11})$$

où \mathbf{v} et T sont, respectivement, la vitesse et la température, κ est la diffusivité thermique, H la chaleur interne. Typiquement, dans les modèles de convection $\mathbf{f} = (\Delta\rho + \rho_0\alpha(T - T_0))\mathbf{g}$ est la force représentant les variations de densité en fonction de la température avec T_0 une température de référence, ρ_0 la masse volumique référence à T_0 , et α le coefficient de dilatation thermique. Dans ces modèles, la rhéologie est dépendante de la température et de la pression,

et est décrite le plus souvent par des lois de fluage par diffusion et par dislocation similaires à la loi puissance présentée dans la [partie I.1.3](#) (voir fig. I.19).

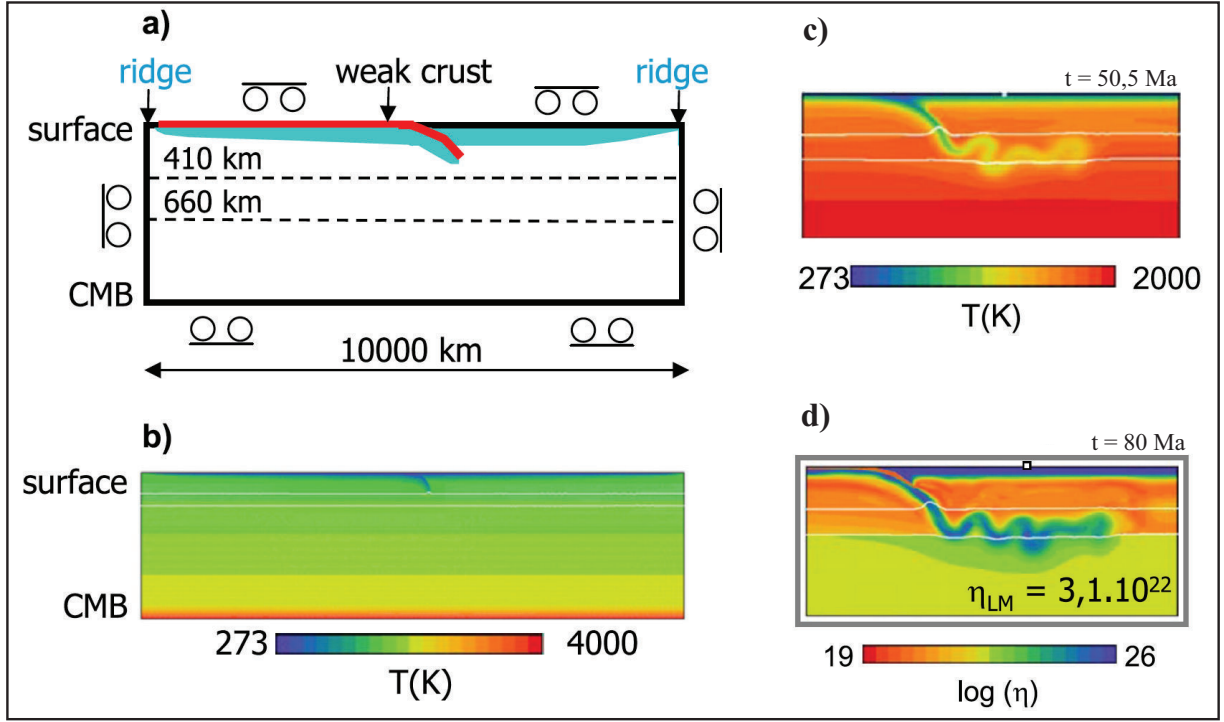


Figure I.19 – Modèle thermo-mécanique de convection fluide appliqué à l'étude de la subduction [Čížková et Bina, 2013]. **a)** Schéma de l'état initial avec les conditions aux limites du modèle. **b)** Champ de température initial. **c)** Champ de température pour un des modèles de l'étude après 50 Ma. **d)** Viscosité effective pour un des modèles de l'étude après 80 Ma.

Dans les modèles fluides, la résolution numérique du problème (thermo-)mécanique s'effectue classiquement sur une grille eulérienne, ce qui facilite le traitement des très grandes déformations du système.

La difficulté réside en revanche dans le suivi des interfaces mobiles entre des corps ayant des propriétés mécaniques différentes. Notamment, la modélisation des systèmes de subduction implique des contrastes de viscosité élevés (viscosité moyenne du manteau supérieur d'environ $5 \cdot 10^{20} \text{ Pa.s}$ [Peltier, 1998] et viscosité d'un slab supérieure à 10^{23} Pa.s [p. ex. Hirth et Kohlstedt, 2003]) et plusieurs méthodes ont été développées pour la gestion de tels contrastes.

Moresi et Solomatov [1995] définissent la viscosité sur chaque élément de la grille en fonction du champ de température. La résolution des équations (I-9)-(I-10) discrétisées s'effectue avec des méthodes itératives (préconditionnées) par une approche multi-grille assurant la stabilité des calculs malgré les contrastes de viscosité. Cette procédure permet de résoudre des problèmes

I.2 La modélisation numérique des systèmes de subduction

où le contraste maximal dans tout le domaine peut atteindre 14 ordres de grandeur [Deubelbeiss et Kaus, 2008]. Cependant, Moresi et al. [1996], rapportent que des problèmes surviennent lorsque de forts contrastes de viscosité sont présents à l'intérieur d'un élément de grille et préconisent d'éviter des sauts de viscosité supérieurs à 2 à l'intérieur d'un élément de grille. Des méthodes itératives de Krylov ont également été employées pour la résolution des équations de Stokes en présence de forts contrastes de viscosité [p. ex. Davies et al., 2011; May et Moresi, 2008] et appliqués dans la modélisation de la subduction [p. ex. Garel et al., 2014].

Pour faciliter le suivi des interfaces, une technique couramment utilisée est celle des marqueurs lagrangiens [Gerya et Yuen, 2003; Moresi et al., 2003] qui portent les propriétés et l'histoire de la matière. Le transfert des grandeurs entre les particules et la grille peuvent cependant conduire à des résultats différents pour un même essai selon les méthodes utilisées [Deubelbeiss et Kaus, 2008; Schmeling et al., 2008]. Une densité suffisante de particules doit être assurée près des zones d'intérêt afin de suivre les interfaces mais augmente les temps de calcul. Cependant, cela n'évite pas, dans certains cas, l'apparition d'artefacts numériques lorsqu'il y a de forts contrastes de viscosité au sein d'un même élément du maillage [Deubelbeiss et Kaus, 2008].

Une autre limitation propre à l'utilisation de grilles eulériennes est la modélisation de surfaces libres. Les modèles de subduction de type fluide imposent en général une condition aux limites à vitesse normale nulle (surface *free-slip*) [Capitanio et Faccenda, 2012; Capitanio et al., 2010; Christensen, 1996; Čížková et Bina, 2013; Rodríguez-González et al., 2014; Stegman et al., 2010; Van Hunen et al., 2002b] générant ainsi un état de contrainte artificiel à la surface des plaques. De plus, des essais de référence d'un système de subduction [Schmeling et al., 2008] modélisés numériquement et analogiquement, montrent que la dynamique du panneau plongeant est différente, dans les modèles numériques, si la surface libre n'est pas prise en compte. En effet, la surface libre permet au slab d'adopter une courbure naturelle une fois la subduction initiée [Kaus et al., 2010].

Une des techniques utilisées pour pallier à cette limitation consiste à placer une couche de fluide non-pesante et de viscosité très faible au-dessus des plaques [Schmeling et al., 2008], avec les difficultés que les contrastes impliquent (voir paragraphe ci-dessus). Plus récemment, d'autres méthodes pour simuler la surface libre dans une grille cartésienne ont été développées [Kaus et al., 2010; Kramer et al., 2012] et appliquées à l'étude de la subduction [p. ex. Garel et al., 2014].

Cette approche de modélisation est également utilisée pour étudier la convection à l'échelle du manteau entier. Des modèles récents de ce type permettent de reproduire des zones de

subduction à l'échelle de la Terre entière. Nous présentons donc brièvement certains de ces modèles avant de présenter les modèles de « lithosphère solide ».

2.1.2 Les modèles de convection à échelle globale

Dans un modèle de convection de la Terre, les courants convectifs descendants peuvent être assimilés aux plaques plongeantes froides tombant dans le manteau, plus chaud, au niveau des zones de subduction.

Dans les années 90-2000, les modèles de convection [Tackley, 2000a,b; Trompert et Hansen, 1998; Van Heck et Tackley, 2008] générant des « pseudo-plaques » en surface ont été développés. Dans ces modèles, les équations (I-9)-(I-10)-(I-11) sont adimensionnées et une rhéologie visco-plastique utilisant une loi de type Arrhénius peut être utilisée :

$$\eta^*(T^*) = \exp\left(\frac{23.3}{T^* + 1} - \frac{23.3}{2}\right) \quad (\text{I-12})$$

où T^* est la température adimensionnée par rapport à une valeur de référence (1600°C : une température interne « moyenne » [Tackley, 2000b]) et η^* est la viscosité adimensionnée telle que $\eta^* = 1$ à $T^* = 1$. Le contraste maximum de viscosité obtenu par la loi (I-12) est donc d'environ 10^5 , évitant ainsi des problèmes numériques provoqués par des contrastes trop élevés [Tackley, 2000a]. Pour résoudre l'équation de quantité de mouvement, une viscosité effective est, en fait, utilisée :

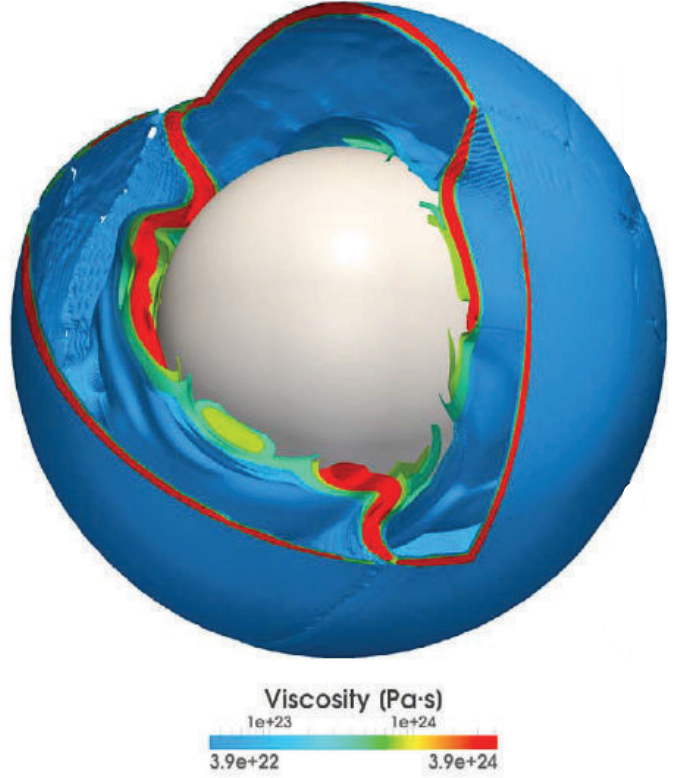
$$\eta_{eff}^* = \min\left(\eta^*, \frac{\sigma_{seuil}(z)}{2\dot{\epsilon}}\right) \quad (\text{I-13})$$

où σ_{seuil} définit un seuil plastique dépendant de la profondeur adimensionnée z et $\dot{\epsilon}$ est le taux de déformation.

De plus, pour faciliter le déplacement des pseudo-plaques formées en surface, Van Heck et Tackley [2008] imposent une réduction de la viscosité d'un ordre de grandeur lorsque la température approche le solidus. Cependant, dans ces modèles les zones de retombée des courants convectifs (pseudo-zones de subduction) sont symétriques, autrement dit deux plaques convergentes sont entraînées dans le mouvement descendant.

L'approximation de surface-libre (avec une couche non-pesante de faible viscosité à la surface) et de croûtes de faible résistance permet aux modèles récents de convection globale la reproduction de zones de retombée des courants convectifs asymétriques. Une seule pseudo-plaque replonge alors dans le manteau (voir fig. I.20), ce qui est caractéristique des zones de subduction terrestres [Bercovici, 2003; Crameri et al., 2012].

FIGURE I.20 – D’après une figure de [Crameri et al., 2012]. Modèle de convection fluide à l’échelle globale avec formation de zones de subduction. L’échelle de couleur représente la viscosité.



Crameri et al. [2012] et Crameri et Tackley [2014] utilisent un modèle de convection similaire à celui décrit ci-dessus. Cependant, dans leurs modèles, la viscosité effective (eq. (I-13)) est déterminée à partir d’une viscosité dépendante de la pression et de la température ainsi que d’un seuil plastique donné par la loi de Byerlee :

$$\sigma_{seuil}(z) = C + P(z)\mu \quad (\text{I-14})$$

où C est la cohésion, P la pression et μ le coefficient de friction interne. Crameri et Tackley [2014] imposent une cohésion de 0,6 MPa et un coefficient de friction de 0,07. Le matériel qui remonte à la surface et réside plus de 25 ka à une profondeur inférieure à 15 km (épaisseur de la pseudo-croûte) est converti en matériel crustal dont le coefficient de friction est de deux ordres de grandeur plus petit. Lorsque le matériel replonge à plus de 900 km de profondeur, il est reconverti en matériel mantellique.

Bien que la géométrie des zones de subduction obtenue soit réaliste (courants convectifs descendants asymétriques), d’autres résultats ne sont pas conformes aux observables comme par exemple l’épaisseur trop importante des lithosphères formées et leur faible résistance [Crameri et Tackley, 2014].

L'utilisation de procédures *ad hoc* pour affaiblir la lithosphère ou diminuer la température est courante dans nombreux modèles de convection globale ce qui constitue un inconvénient majeur. De plus, les limitations techniques ne permettent pas d'envisager l'étude de phénomènes de plus petite échelle dans les zones de subduction.

2.2 Les modèles de « lithosphère solide »

L'approche consistant à modéliser la lithosphère comme un corps solide est également utilisée dans les études de la dynamique d'un système de subduction. Dans cette approche, le problème mécanique dans la lithosphère est exprimé dans une formulation lagrangienne. Dès lors, le déplacement des surfaces libres sont obtenues automatiquement, ce qui constitue un avantage majeur par rapport aux modèles de convection fluide.

Un modèle physique possible pour cette approche est présenté en détail dans le chapitre suivant. Néanmoins, nous pouvons en présenter ici l'idée générale dont la particularité (et certainement une des difficultés), appliquée aux systèmes de subduction, réside dans le couplage nécessaire avec le manteau fluide sous-jacent.

Plusieurs approches numériques ont été adoptées et peuvent être classées de la façon suivante :

- Le manteau est modélisé comme un fluide parfait [Bonnardot et al., 2008b; Buiter et al., 2001; Gibert et al., 2012; Hassani et al., 1997]. L'interaction avec le manteau se fait au moyen d'une fondation hydrostatique exerçant une pression sur les surfaces en contact avec le fluide.
- L'ensemble lithosphère-manteau est un milieu solide visco-élasto-plastique unique [Gerbault et al., 2009; Quinteros et Sobolev, 2013; Toth et Gurnis, 1998; Toussaint et al., 2004] et un recours à des techniques de remaillage est nécessaire pour limiter les distorsions des éléments.
- Le manteau est un fluide visqueux et son interaction avec la lithosphère solide est traitée comme un problème de couplage fluide-structure [Bonnardot et al., 2008a; Capitanio et Faccenda, 2012; Capitanio et al., 2007; Goes et al., 2011; Morra et Regenauer-Lieb, 2006].

Le modèle développé au cours de cette thèse appartient à la troisième catégorie et, dans le chapitre suivant, nous présentons différentes stratégies existantes pour la résolution d'un problème de couplage fluide-solide.

I.2 La modélisation numérique des systèmes de subduction

À notre connaissance l'un des premiers modèle d'interaction d'un slab solide et d'un manteau visqueux est celui de [Funiciello et al. \[2003b\]](#). Les forces fluides s'appliquant sur la surface de la plaque plongeante en contact avec le manteau sont représentées, dans cette étude, par des éléments discrets de type « amortisseur » s'opposant au mouvement de la plaque. L'écoulement du fluide n'est pas modélisé par cette méthode.

Dans la continuité de cette idée, [Morra et Regenauer-Lieb \[2006\]](#) développent une méthode pour calculer les efforts visqueux s'appliquant sur un slab tombant sous l'effet de son poids. En effet, tout objet solide chutant dans un fluide visqueux est soumis à des efforts visqueux sur sa surface qui s'opposent au mouvement. Ces efforts peuvent être représentés sous la forme d'un tenseur quelle que soit la forme de l'objet. [Morra et Regenauer-Lieb \[2006\]](#) approchent la solution exacte de l'interaction entre le slab et le manteau en calculant les efforts qui s'exerceraient sur une plaque mince rectangulaire qu'ils appliquent sur la surface immergée de la plaque plongeante. Dans cette approche, l'écoulement du manteau n'est pas calculé et les temps de calculs sont donc relativement faibles. Cependant, la méthode n'est pas appropriée si le slab subit de grandes déformations puisque la géométrie réelle s'éloigne de la géométrie idéale d'une plaque mince rectangulaire.

L'approche de [Bonnardot et al. \[2008a\]](#) est différente. Dans ce modèle, plaques et manteau sont discrétisés par des maillages en éléments finis conformes aux interfaces et l'écoulement mantellique y est calculé. Les efforts visqueux s'exerçant sur la plaque en subduction sont calculés à partir de l'état de contrainte du fluide sur la frontière commune. Cette méthode ne peut cependant pas être envisagée lors de très grandes déformations du slab car elle nécessite des techniques de remaillage très coûteuses en temps, surtout en trois dimensions. Par ailleurs, différents travaux ont montré que le panneau plongeant pouvait se plisser lors de l'interaction avec la discontinuité à 660 km de profondeur [[Capitanio et al., 2010](#); [Gibert et al., 2012](#); [Stegman et al., 2010](#)] rendant cette méthode de couplage inapplicable (problèmes de topologie du maillage fluide « piégé » entre les plis).

2.3 Subduction libre ou forcée par des conditions aux limites ?

Un système de subduction est soumis à un ensemble de forces (cf. figure [I.16](#)) dont le bilan contrôle son évolution [[Chapple et Tullis, 1977](#); [Forsyth et Uyeda, 1975](#)]. Dès l'avènement de la théorie de la tectonique des plaques, un rôle prédominant a été attribué au poids du panneau plongeant (*slab pull*) [[Forsyth et Uyeda, 1975](#); [Garfunkel et al., 1986](#)] et, notam-

ment, la poussée à la ride a été considérée comme mineure par rapport au poids du slab [Parsons et Richter, 1980]. De nombreux modèles numériques de subduction sont basés sur cette hypothèse [Capitanio et Faccenda, 2012; Capitanio et al., 2009, 2010, 2007; Christensen, 1996; Čížková et Bina, 2013; Di Giuseppe et al., 2008; Funiciello et al., 2003b; Garel et al., 2014; Rodríguez-González et al., 2014; Stegman et al., 2010, 2006; Van Hunen et al., 2002b] et cela se traduit par un nombre conséquent de modèles dans lesquels les plaques ne sont soumises à aucune autre force extérieure (hormis l'interaction avec le manteau et un effort de tension éventuel à la surface si elle est de type *free-slip*) que le poids du slab. Ces modèles sont couramment appelés « subduction libre », « subductions purement dynamiques », « subductions auto-consistantes » ou encore « subductions contrôlées par la flottabilité négative du slab » et sont également très utilisés dans la modélisation analogique [p. ex. Funiciello et al., 2003a, 2006; Schellart, 2008, 2004; Strak et Schellart, 2014]. Un point de vue extrême de cette approche consiste à négliger la plaque supérieure et à considérer une plaque plongeante isolée [p. ex. Di Giuseppe et al., 2008; Stegman et al., 2006].

Cependant, des travaux récents ont revu à la baisse le calcul de la densité moyenne de la lithosphère en fonction de son âge [Afonso et al., 2007]. En effet, Cloos [1993] estimait un contraste de densité moyen entre une lithosphère océanique de 80 Ma (~ 100 km d'épaisseur) et le manteau sous-jacent d'environ 80 kg.m^{-3} , alors que Afonso et al. [2007] suggèrent que le contraste moyen est très faible ($< 35 \text{ kg.m}^{-3}$). Ainsi, pour les plaques jeunes, par exemple la plaque Nazca (voir figure I.1), la subduction ne peut uniquement s'expliquer par la flottabilité négative de la plaque plongeante. L'applicabilité des modèles basés sur l'hypothèse de subduction libre peut donc être remise en question pour certaines subductions naturelles.

Il est de plus en plus admis que l'étude de la subduction requiert une approche plus complexe que les considérations initialement évoquées (subduction uniquement contrôlée par le poids du slab) [Becker et Faccenna, 2009]. Par exemple, les études d'écoulement global nuancent la prépondérance du *slab pull*. Ce type d'étude consiste à inverser différentes données (tomographie sismique, modèles de viscosité du manteau, etc.) et à spéculer sur les forces à appliquer en base ou en limites de plaques pour comparer les modèles aux mesures de vitesse des plaques. Par ce procédé, Becker et O'Connell [2001] montrent que l'effort visqueux cisailant du manteau sur les plaques (*mantle drag*) contrôle le mouvement de celles-ci. Les différentes combinaisons de forces appliquées aux limites des plaques (*slab pull* y compris) n'améliorent pas les résultats obtenus. Les auteurs suggèrent alors que seules les forces induites par l'écoulement du manteau en présence d'anomalies de densités (les slabs) sont nécessaires pour expliquer les vitesses de

I.2 La modélisation numérique des systèmes de subduction

plaques actuelles.

Dans une étude similaire utilisant un modèle de convection globale, [Husson \[2012\]](#) suggère que l'effort cisailant en base des plaques (*mantle drag*) contrôle leur cinématique près des zones de subduction, le retrait de la fosse et la déformation de la plaque supérieure. De plus, l'auteur estime que la poussée à la ride doit exercer une action non-négligeable.

[Conrad et Lithgow-Bertelloni \[2002\]](#) préconisent un rôle aussi important du *slab pull* et du *mantle drag*. L'importance de la poussée à la ride est, pour ces auteurs, secondaire.

En outre, des études statistiques sur les subduction actuelles [p. ex. [Lallemant et al., 2005](#)] et des modèles analogiques [p. ex. [Heuret et al., 2007](#)] ont suggéré un rôle important de la cinématique de la plaque supérieure sur la dynamique des systèmes de subduction.

Dans les modèles « fluides », une approche consiste à adopter le point de vue de la cinématique des plaques en imposant une vitesse de convergence à la surface des plaques [[Billen et Hirth, 2007](#); [Van Hunen et al., 2004](#)] et à étudier la dynamique induite en profondeur. Cette approche donne lieu à des modèles de subduction qualifiés de « forcés par des conditions aux limites » ou « contrôlés par les vitesses des plaques ». On peut considérer qu'il s'agit d'une approche complémentaire aux approches « purement dynamiques » qui analysent, notamment, la cinématique en surface induite par la dynamique « libre » du système de subduction. L'approche de subduction contrôlée par la vitesse des plaques, permet notamment d'étudier des cas naturels spécifique en appliquant des conditions en vitesses déterminées par des reconstructions de la cinématique des plaques.

Par ailleurs, certains auteurs comparent les deux approches pour des essais similaires [[Han et Gurnis, 1999](#); [Lee et King, 2011](#)]. [Han et Gurnis \[1999\]](#), par exemple, montrent que les mêmes résultats peuvent être obtenus soit avec un modèle « auto-consistant », soit avec un modèle contrôlé par les vitesses si dans ce dernier cas les rhéologies moyennes utilisées sont celles mesurées dans le modèle auto-consistant équivalent.

[Lee et King \[2011\]](#) étudient la périodicité de plissement du slab en pénétrant dans le manteau inférieur et obtiennent des résultats similaires par une approche purement dynamique ou une approche avec conditions cinématiques imposées (le champ de viscosité initial étant celui obtenu dans le modèle dynamique).

De plus, [Billen et Hirth \[2007\]](#) calculent le travail par unité de longueur des forces cisailantes dans les plaques (forcées par des vitesses en surface) ainsi que le travail des efforts slab-manteau et montrent que l'énergie conférée par les vitesses en surface est dissipée dans la lithosphère et n'influencent pas les interaction slab-manteau, ni l'évolution de du slab.

Toutefois, rappelons que, dans les modèles « fluides » avec conditions cinématiques imposées, la vitesse est imposée sur toute la surface de la ou des plaque(s) et prescrit donc un état de contrainte artificiel dans celle(s)-ci. En outre, les vitesses ainsi imposées ne permettent pas de représenter les surfaces libres (même de manière approchée comme nous l'avons présenté dans la section précédente).

Parmi les modèles de subduction considérant des lithosphères solides, les deux approches exposées ici sont également utilisées. Celle que nous avons choisie sera présentée en détail dans le [chapitre II](#). Nous partons du principe que les plaques tectoniques sont soumises à des forces imposées par leur environnement que l'on peut simuler par des vitesses imposées aux plaques.

Il est également intéressant de remarquer qu'il y a peu de modèles directs qui aient analysé des systèmes de subduction dont la dynamique soit fortement contrôlée par un écoulement asthénosphérique à l'échelle régionale ou globale. Cette hypothèse est pourtant considérée par la communauté géodynamique [p. ex. [Doglioni et al., 2007](#); [Faccenna et al., 2013](#); [Husson et al., 2012](#)].

L'exposition des nombreux modèles existants pour l'étude de la subduction peut soulever la question de la nécessité d'en développer de nouveaux. Trois raisons peuvent être évoquées :

- Beaucoup de modèles numériques (et analogiques) sont de type « libre » bien que cela soit une approche pour laquelle des réserves peuvent être émises pour les raisons que nous avons résumées ci-dessus.
- Le rôle de l'élasticité dans l'évolution à long terme des systèmes de subduction reste à analyser [p. ex. [Regenauer-Lieb et al., 2012](#)] (cf. [partie I.1.4](#)) alors que de nombreux modèles considèrent uniquement des rhéologies visqueuses (visco-plastiques).
- La nécessité de développer des modèles numériques performants en trois dimensions reste également un défi à relever malgré les progrès réalisés [[Crameri et Tackley, 2014](#); [Hillebrand et al., 2014](#); [Li et Ribe, 2012](#); [May et al., 2013](#); [Popov et Sobolev, 2008](#); [von Tscharnier et Schmalholz, 2014](#); [Zlotnik et al., 2008](#)].

De plus, nous considérons que beaucoup de modèles ne sont pas satisfaisants pour répondre à certaines problématiques géodynamiques bien précises. C'est le cas, par exemple, pour la subduction andine. Nous consacrons la partie suivante à celle-ci afin d'exposer les questions géodynamiques fondamentales auxquelles les modèles peuvent apporter des éléments de réponse.

3 Cyclicité dans les Andes et les modèles de subduction

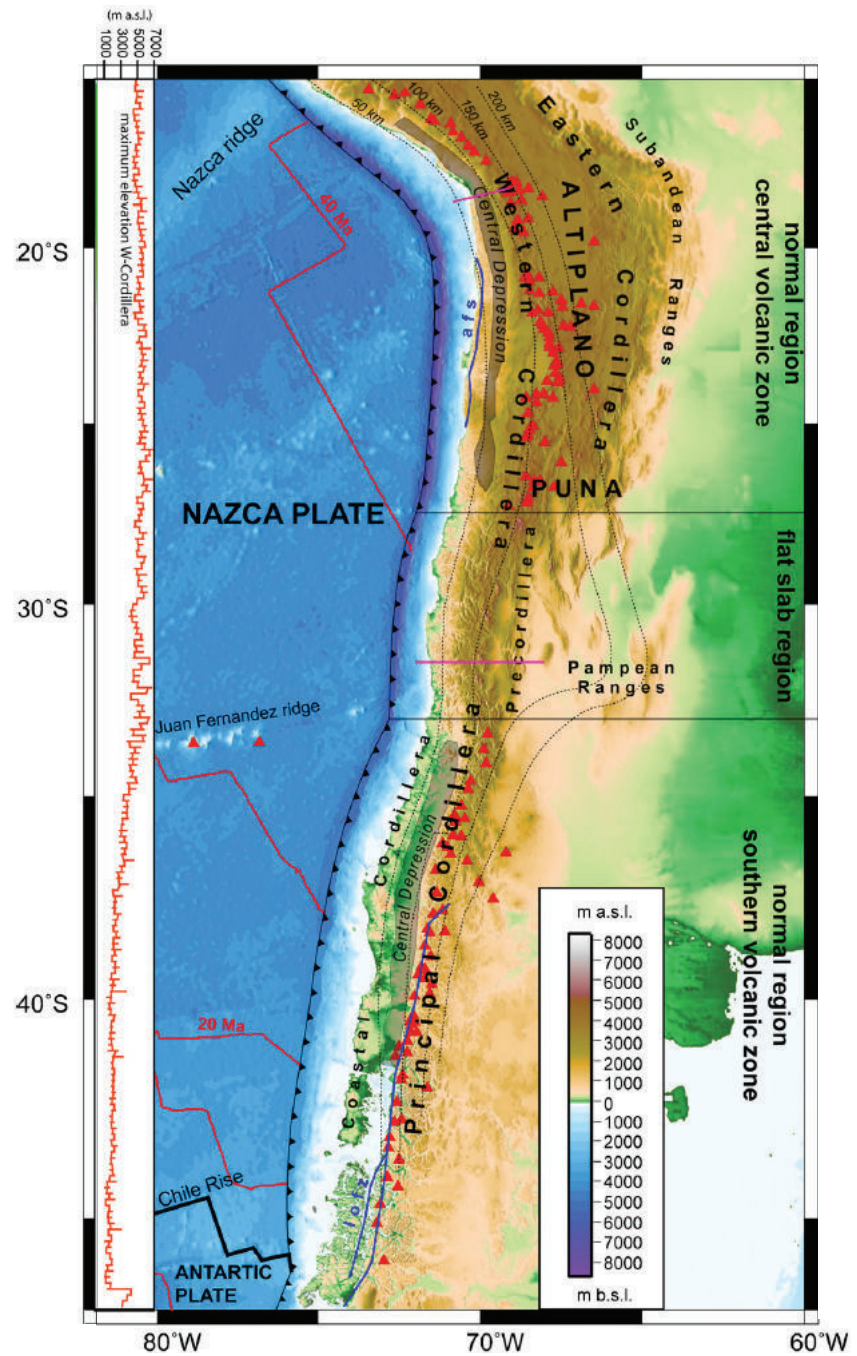
3.1 Présentation générale des Andes et de la géométrie du panneau plongeant entre 18°S et 47°S

La cordillère des Andes est la chaîne de montagnes actuelle la plus étendue (8000 km de long) et le plus grand système orogénique associé à la subduction d'une plaque océanique, la plaque Nazca, sous une plaque continentale, la plaque Amérique du Sud. Cette chaîne de montagne est communément subdivisée en trois domaines [Jordán et al., 1983] : Les Andes du nord (entre 12°N et 5°S), les Andes centrales (entre 5°S et 35°S) et les Andes du sud (entre 35°S et 55°S).

Dans le travail présenté dans ce manuscrit, nous confrontons plus particulièrement les résultats de certains de nos modèles aux observations dans les Andes centrales et du sud. Dans cette région, la segmentation des principales unités géologiques, tectoniques et géophysiques (fig. I.21) situées entre le sud du Pérou (18°S) et le sud du Chili (33°S) peut être résumée de la façon suivante (pour une description détaillée des unités voir Gerbault et al. [2009]) :

- **Les Andes centrales entre 18°S et 28°S** : Entre ces latitudes, la plaque Nazca a un pendage de 25°-35°. Entre 18°S et 22°S, la croûte est épaisse (70-80 km d'épaisseur) et l'orogène de l'Altiplano (3,7 km d'altitude moyenne) atteint 700 km de largeur. Les volcans actifs de cette zone forment les cordillères occidentales (~ 6 km) et orientales ($\sim 4 - 6$ km) qui bordent le plateau. Le raccourcissement total dans les Andes centrales pourrait avoir atteint 300 à 350 km depuis l'Éocène (~ 45 Ma) [Kley et Monaldi, 1998; Oncken et al., 2006]. Le raccourcissement décroît en allant vers le sud entre 22°S et 28°S. Ainsi, l'Altiplano devient moins large et plus haut atteignant son altitude maximale (~ 4 km) dans la région de la Puna [Allmendinger et al., 1997].
- **Les Andes centrales entre 28°S et 33°S** : Entre ces latitudes la subduction est horizontale (*flat-slab* pampéen) [Ramos et al., 2002] et cette région est caractérisée par une absence de volcanisme d'arc actif. Kay et al. [1987] rapportent une absence de roches volcaniques d'arc de moins de 6 Ma ce qu'ils attribuent à la disparition du coin mantellique dû à l'horizontalisation du slab. Le raccourcissement crustal dans cette région serait de 130 à 150 km [Allmendinger et al., 1997]. La partie la plus plane du *flat-slab* pampéen coïncide avec la subduction de la ride de Juan-Fernandez à 33°S [Marot et al., 2013].

FIGURE I.21 – D’après une figure de [Gerbault et al. \[2009\]](#). Carte de la marge chilienne entre 15°S et 47°S où sont représentés : l’âge du plancher océanique (lignes et nombres en rouge), les volcans (triangles rouges), la profondeur du panneau plongeant (traits noirs discontinus), le nom des principales régions (en noir dans les terres), la localisation de la subduction horizontale. La carte de couleur indique la topographie. Sur la gauche l’élévation maximale des Andes est donnée par la courbe en rouge.



- **Les Andes méridionales 33°S et 47°S** : L’extrémité du slab horizontal pampéen vers le sud, correspond en surface à la réapparition de volcanisme actif. L’élévation des Andes diminue en allant vers le sud passant d’une altitude moyenne de 4,5 km à 33°S (épaisseur de croûte d’environ 45 km) à moins de 2 km à 38°S (épaisseur de croûte d’environ 35 km). Le raccourcissement crustal est inférieur à 100 km [[Kley et Monaldi, 1998](#)]. Plus au sud

(entre 42°S et 47°S), l'épaisseur crustale et la largeur de l'orogène diminuent à mesure que la convergence devient plus oblique, la plaque plus jeune, et qu'on se rapproche du point triple situé à 46°-49°S.

3.2 La cyclicité du régime tectonique et des subductions horizontales

Dans les Andes centrales, plusieurs évènements de compression significative ont eu lieu au cours des derniers 100 Ma, accompagnés d'un élargissement et d'une migration de l'arc volcanique vers l'est [Jaillard et Soler, 1996]. Ces épisodes de compression et de raccourcissement dans la plaque sud-américaine pourraient avoir généré un épaissement crustal et expliquer la formation du relief important dans cette région [Oncken et al., 2006, et références citées]. Des évènements similaires ont également été relevés dans les Andes du sud [p. ex. Folguera et Ramos, 2011].

Les variations de régime tectonique de la plaque sud-américaine ont notamment été attribuées aux variations de la vitesse de convergence, les épisodes de forte compression correspondant à des épisodes d'augmentation de la vitesse de convergence [Pardo-Casas et Molnar, 1987; Somoza, 1998] et inversement. Ceci est pourtant contredit par d'autres études qui suggèrent une anti-corrélation de ces évènements [Jordan et al., 2001]. Yáñez et Cembrano [2004] proposent, en effet, qu'une vitesse de convergence rapide favoriserait au contraire le découplage entre les plaques et donc l'extension de la plaque supérieure.

Les variations d'obliquité de la convergence [Hoffmann-Rothe et al., 2006; Somoza, 1998; Somoza et Ghidella, 2012] ont également été suggérées pour expliquer les variations de régime tectonique.

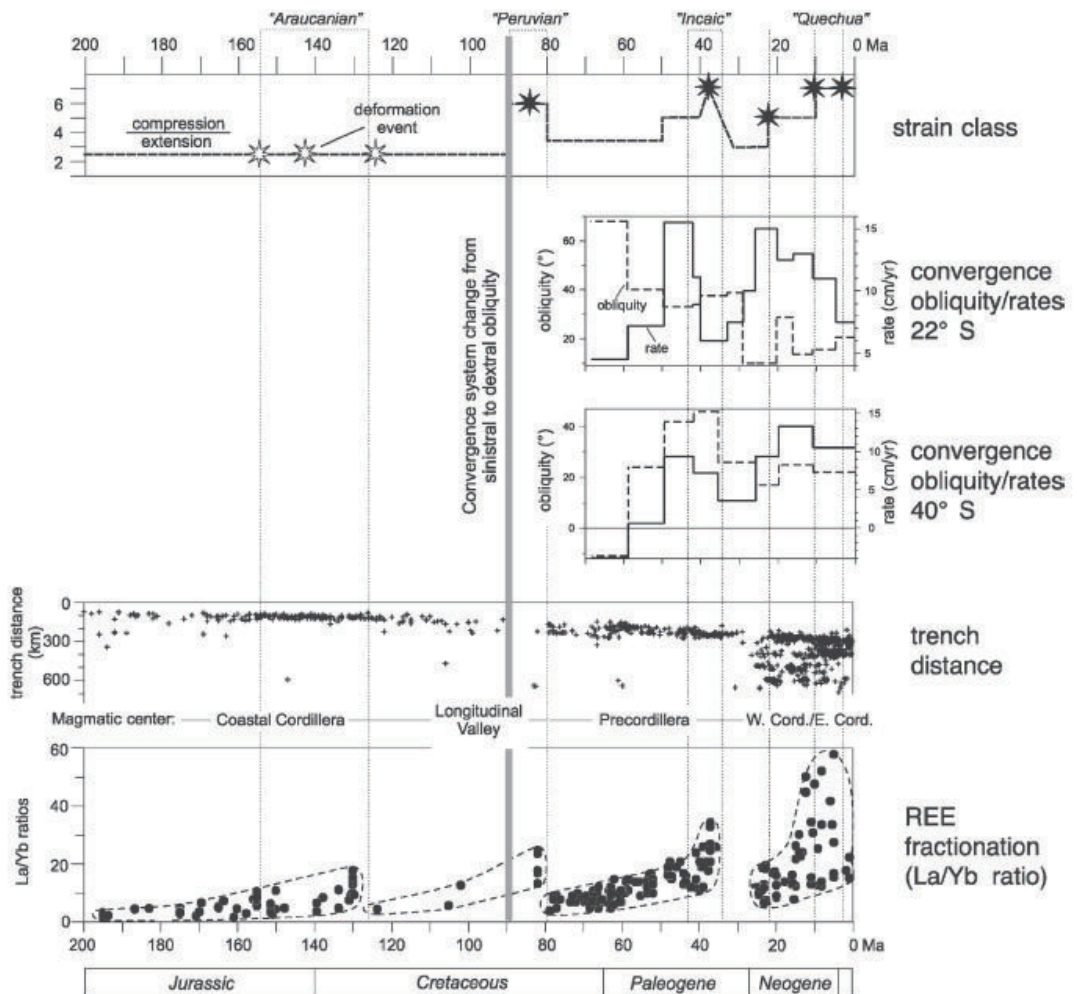
Actuellement, la subduction de la plaque Nazca sous la plaque sud-américaine présente deux segments où la subduction est horizontale, un sous le Pérou (3-15°S) et un sous le Chili central/N-O de l'Argentine (27-33°S) mis en évidence par les plans de Wadati-Benioff [Barazangi et Isacks, 1976; Gutscher et al., 2000; Marot et al., 2013; Pardo et al., 2002].

Les deux subductions planes sont corrélées à une absence de volcanisme quaternaire en surface [Jordán et al., 1983; Kay et al., 1987; Kay et Abbruzzi, 1996] et à un raccourcissement de la plaque supérieure [Allmendinger et al., 1997; Ramos et al., 2002; Rousse et al., 2003].

Des compilations de travaux sur les structures tectoniques, des reconstructions cinématiques, la distribution des roches ignées et leur compositions géochimiques ont révélé une cyclicité de l'ordre de 30 à 40 Ma (depuis le Crétacé supérieur) potentiellement reliée à la formation périodique de subductions horizontales [Haschke et al., 2006; Martinod et al., 2010; Ramos, 2009]. Haschke et al. [2006, et références citées] soulignent la corrélation entre les épisodes de compression dans les Andes centrales, la localisation spatiale de l'arc au nord du Chili au cours du temps, sa disparition pendant de courtes périodes et la composition géochimique des roches volcaniques. Ainsi, des épisodes de « gap » volcanique, dûs à l'horizontalisation du panneau plongeant précéderaient des périodes de compression et de migration de l'arc vers l'est durant lesquels le fractionnement en terres rares (rapports La/Yb élevés) des roches suggère un épaississement crustal. La figure I.22 synthétise les différentes relations.

FIGURE I.22

— Schéma de Haschke et al. [2006] qui synthétise les relations entre (de haut en bas) : les changements de régime tectonique dans les Andes centrales, la cinématique des plaques au nord et au sud du Chili, la distribution spatiale et temporelle des roches ignées ainsi que l'évolution du fractionnement en terre rares de ces roches au nord du Chili.



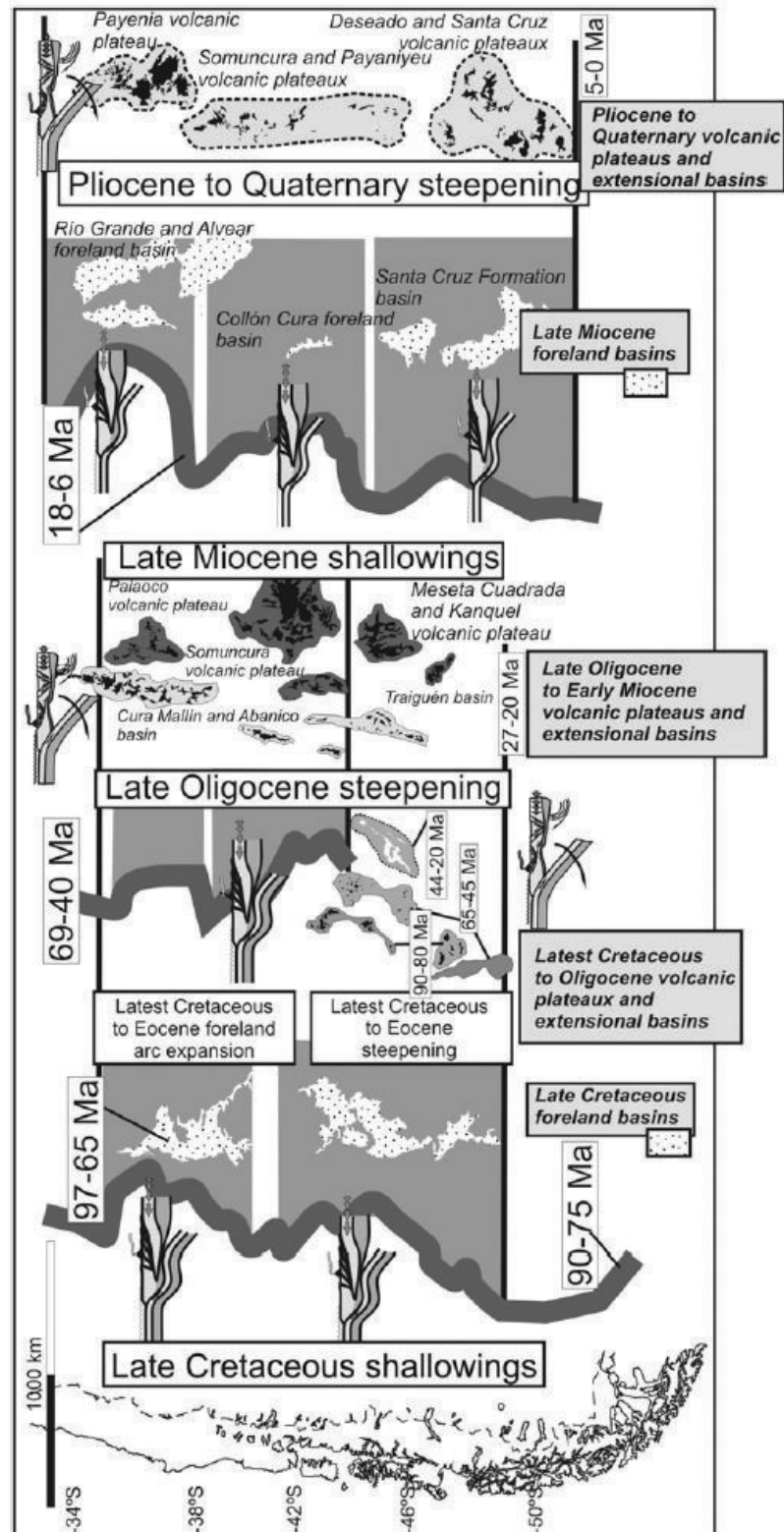
I.3 Cyclicité dans les Andes et les modèles de subduction

Folguera et Ramos [2011] ont étudié en détail, par segments, les structures tectoniques et unités géologiques marqueurs de la croissance orogénique des Andes méridionales entre 35°S et 54°S depuis 100 Ma, en les reliant au type et à la distribution des roches ignées. Les auteurs proposent deux épisodes majeurs de migration du volcanisme d'arc vers l'est (voir figure 1.23) et de diminution/extinction de celui-ci. Le premier se déroule au Crétacé supérieur pour les segments 36-39°S et 41-48°S et dure jusqu'à l'Éocène supérieur (jusqu'à environ 20 Ma au moins pour le premier segment). Il est accompagné de ceintures de plissements et de chevauchements du socle ainsi que de la création de bassins d'avant-pays. Cet épisode est suivi d'une période d'extension caractérisée par la présence de plateaux volcaniques constitués de roches mafiques datant de l'Oligocène supérieur et migrant vers l'ouest. Le deuxième épisode d'expansion du magmatisme vers l'est est daté au Miocène supérieur (entre 20 et 5 Ma) sur trois segments (voir figure 1.23) et est également corrélé à la création de bassins d'avant-pays. Enfin, après cette phase (5 Ma) se créent des plateaux volcaniques en contexte extensif situés à l'ouest des derniers bassins d'avant-pays créés. Les auteurs concluent que ce cycle (de 30 à 80 Ma selon les segments considérés) est expliqué par des phases d'horizontalisation puis de verticalisation du slab qui génèrent, respectivement, de la compression et de l'extension dans la plaque sud-américaine ainsi que la migration longitudinales du volcanisme. Ils proposent que la subduction de rides océaniques explique la cyclicité relevée. Ainsi la subduction de la ride médio-océanique entre les plaques Farallon et Aluk expliquerait le premier épisode, et l'approche de la ride du Chili séparant les plaques Nazca et Antarctique serait à l'origine du deuxième épisode d'horizontalisation.

Les observations plaident donc en faveur de la relation directe entre la formation, épisodique voire cyclique, de subduction horizontales et la construction des Andes. Il a notamment été proposé que les formations de subduction plane ont généré une concentration du raccourcissement dans la plaque sud-américaine [Jordan et Allmendinger, 1986; Pardo et al., 2002; Ramos et al., 2002; Rousse et al., 2003] et un épaississement crustal expliquant l'orogène des Andes [p. ex. Hasehke et al., 2006; Kley et Monaldi, 1998].

De plus, les modèles analogiques [Espurt et al., 2008; Guillaume et al., 2009] et numériques ([Gibert et al., 2012]) ont montré que l'horizontalisation de la plaque plongeante induit de la compression relative dans la plaque supérieure et que sa verticalisation produit des épisodes de quiescence voire d'extension relative [p. ex. Gibert et al., 2012] en conformité avec la corrélation entre angle de subduction et régime tectonique des bassins d'arrière-arc observée dans plusieurs subductions actuelles [Lallemant et al., 2005]. La périodicité de ces événements dans la subduction andine a, par conséquent, fait l'objet de plusieurs études.

FIGURE I.23 – Figure d'après [Folguera et Ramos, 2011]. Représentation des subductions horizontales, des périodes de verticalisation du panneau plongeant, de la distribution spatiale du volcanisme associé aux périodes de compression et d'extension, ainsi que la localisation des bassins d'avant-pays dans les Andes australes depuis le Crétacé supérieur.



I.3 Cyclicité dans les Andes et les modèles de subduction

Les hypothèses émises pour expliquer la formation de subductions horizontales, en particulier sous la plaque sud-américaine, sont diverses :

- La subduction de rides ou de plateaux océaniques semble corrélée aux *flat-slabs* actuels [Espurt et al., 2008; Gutscher et al., 2000; Martinod et al., 2010]. Pourtant, il est difficile d'expliquer la manière dont la compression peut être associée uniquement à la subduction de rides océaniques [Yáñez et al., 2002] puisque les événements tectoniques associés à l'horizontalisation du panneau plongeant produisent des effets loin de la zone d'entrée en subduction de ces rides et sur de longues périodes [Cembrano et al., 2007; Kay et Mpodozis, 2002; Oncken et al., 2006]. Des modèles numériques [Gerya et al., 2009; Van Hunen et al., 2002b, 2004] ont par ailleurs montré que la subduction d'une ride océanique ne peut expliquer, seule, l'horizontalisation du slab. La vitesse de la plaque supérieure doit jouer un rôle important dans ce cas [Martinod et al., 2013; Sobolev et Babeyko, 2005; Van Hunen et al., 2002a]. De plus, plusieurs rides océaniques en subduction autour du Pacifique ne génèrent pas de telles anomalies du pendage du panneau plongeant [Skinner et Clayton, 2013].
- Un déchirement du slab périodique dû à un adoucissement rhéologique du panneau plongeant [p. ex. Andrews et Billen, 2009] pourrait générer une remontée de la partie du slab restée attachée à la plaque océanique [Haschke et al., 2006]. Cependant, les modèles numériques simulant un détachement de slab ne montrent pas d'horizontalisation post-déchirement qui se fait généralement par un effort de traction selon l'axe du panneau plongeant [Duretz et al., 2012]. De plus, les images tomographiques de la lithosphère plongeante sous la plaque sud-américaine ne semblent pas montrer de discontinuité du slab [p. ex. Fukao et Obayashi, 2013; Scire et al., 2014], voir aussi figure I.10). Un scénario où le panneau plongeant encore attaché à la plaque subirait un amincissement visqueux reste toutefois possible [Gerbault et al., 2009].
- L'effort de succion dans le coin mantellique pourrait attirer le panneau plongeant vers la plaque supérieure [Bonnardot et al., 2008a; Dvorkin et al., 1993; Tovish et al., 1978]. Toutefois, cet effort devrait être équivalent dans les différentes subductions et il paraît également difficile d'expliquer les différences de pendage d'un même panneau plongeant par cette hypothèse [Gutscher et al., 2000]. Néanmoins, dans la subduction andine cet effort pourrait avoir été accru en raison de la présence d'une racine cratonique épaisse et résistante [p. ex. Tassara et al., 2007] qui augmenterait la dépression dans le coin mantellique, ce qui a été reproduit par des modèles instantanés [O'Driscoll et al., 2012]. Par ailleurs, Sharples et al. [2014] ont récemment montré, à l'aide d'un modèle dynamique avec des plaques visco-plastiques, qu'une plaque supérieure épaisse et résistante favorise

les subductions horizontales.

Une hypothèse similaire est que la délamination périodique des roches éclogeïtiques sous l'arc andin devrait être remplacé soit par du matériel asthénosphérique chaud ([[Kay et Mahlbürg Kay, 1993](#)] pour la Puna), soit par le slab [[DeCelles et al., 2009](#); [Ramos, 2009](#)].

- L'interaction de la plaque plongeante avec une discontinuité imperméable à 660 km de profondeur, et la formation de plis sur cette interface peut générer des horizontalisations périodiques du panneau plongeant [[Gibert et al., 2012](#)]. Toutefois, les périodes obtenues dans ce modèle pour des vitesses de plaques Nazca et Amérique du Sud sont de 20 Ma bien plus faible que les 30-40 Ma supposés pour les Andes centrales (ou plus pour la partie australe [[Folguera et Ramos, 2011](#)]).

Néanmoins, seulement certaines des hypothèses énoncées ci-dessus sont validées par des modèles analogiques ou numériques (subduction des plateaux océaniques, effet de la présence d'une racine cratonique, plissement du slab sur l'interface à 660 km de profondeur).

En outre, l'apparition périodique de subductions horizontales sous l'Amérique du Sud ainsi que la segmentation de la topographie du nord au sud des Andes restent à expliquer. Cette variation latitudinale est, en général, associée à la variation de conditions climatiques le long de la marge ce qui implique des différences de volume de sédiments déposés dans la fosse [[Lamb et Davis, 2003](#)]. Ainsi, les propriétés frictionnelles à l'interface entre les plaques ne seraient pas identiques dans les Andes centrales et ailleurs. Une couplage plus élevé au niveau des Andes centrales pourraient avoir généré un raccourcissement et un épaississement crustal plus important dans cette région [[Sobolev et Babeyko, 2005](#)]. Les hétérogénéités latitudinales de résistance de la plaque sud-américaine peuvent également être à l'origine de la segmentation [[Gerbault et al., 2009](#); [Pérez-Gussinyé et al., 2008](#)]. L'étude de l'influence de ces paramètres dans un modèle dynamique 3D est donc à envisager pour améliorer notre compréhension du problème.

3.3 Des modèles pour expliquer les observations dans les Andes

Divers modèles ont été utilisés pour expliquer les variations épisodiques ou périodiques de la dynamique de la subduction andine. Nous en présentons certains ci-dessous.

[Quinteros et Sobolev \[2013\]](#) utilisent un modèle thermo-mécanique 2D de subduction libre et une rhéologie élasto-visco-plastique pour étudier la dynamique de la plaque Nazca. Les auteurs initient la subduction à 25 Ma (supposant un déchirement préalable du panneau plongeant) avec une vitesse de convergence initiale de 2 cm/an qu'il cessent d'appliquer lorsque le poids du

I.3 Cyclicité dans les Andes et les modèles de subduction

panneau plongeant est suffisant pour contrôler la subduction. Une vitesse de 2 à 3 cm/an est appliquée à la plaque supérieure. Ils observent premièrement une augmentation de la vitesse de convergence à mesure le panneau plongeant pénètre dans la manteau supérieur, puis, une diminution de cette vitesse lorsque la pointe du panneau plongeant atteint 660 km. Celui-ci est freiné par l'effet de la transition de phase à cette profondeur (voir [partie I.1.1](#)) et par l'imposition d'un saut de viscosité d'environ un ordre de grandeur à 660 km. Ils mesurent des variations de la vitesse de convergence proches des estimations de [[Sdrolias et Müller, 2006](#)] ([voir aussi [Somoza, 1998](#)]). Toutefois, à notre connaissance, il n'y pas d'évidence dans les Andes d'un détachement du panneau plongeant qui serait survenu il y a 25 Ma. Les auteurs n'étudient pas le régime tectonique généré par les variations de la vitesse de convergence.

[Van Hunen et al. \[2002b\]](#), dans avec modèle thermo-mécanique en 2D, montrent que la combinaison de la subduction d'un plateau océanique et d'une vitesse imposée de la plaque supérieure vers la fosse facilite l'horizontalisation du slab. [Van Hunen et al. \[2002a\]](#) appliquent les vitesses absolues des plaques Nazca et Amérique du Sud, en présence d'un plateau océanique, et suggèrent que dans ce contexte la création d'un *flat-slab* est possible. Ils soulignent l'importance de la vitesse absolue de la plaque Amérique du Sud vers l'ouest qui a augmenté après la collision de l'Afrique et l'Europe au cours du Néogène [[Silver et al., 1998](#)]. La cyclicité, cependant, n'est pas expliquée par ces résultats.

[Lee et King \[2011\]](#) ont étudié les plissements de la plaque plongeante lorsqu'elle pénètre dans le manteau inférieur avec un modèle de subduction 2D où les plaques ont une rhéologie dépendante de la température. La plaque supérieure est maintenue fixe tandis que la plaque plongeante est « libre ». Les surfaces ne sont pas libres. Les auteurs obtiennent des variations cycliques, du simple au triple de la vitesses de convergence lorsque les plis sont générés en traversant la zone de transition du manteau (manteau inférieur 64 fois plus visqueux que le manteau supérieur à 660 km). Les périodes obtenues sont comprises entre 25 et 30 Ma pour un slab de viscosité maximum égale à 10^{24} Pa.s, et entre 25 et 40 Ma pour un slab de viscosité maximum égale à 10^{26} Pa.s. La plaque chevauchante étant fixe, le slab plonge verticalement et les plis se forment à la verticale de la fosse de subduction dans le manteau inférieur.

Cependant, les plissements induisent des variations de pendage. À 150 km de profondeur, le pendage du slab (viscosité maximum 10^{24} Pa.s) varie entre 40° et 60° . De même, la vitesse de convergence varie cycliquement. [Lee et King \[2011\]](#) observent que dans leurs modèles il y a une corrélation entre le gradient de la vitesse de convergence et l'angle de subduction. Si ce gradient est positif, le pendage diminue et génère de l'extension dans l'arrière-arc. Si le gradient est né-

gatif, le pendage augmente et génère de la compression dans l'arrière-arc. Ils estiment alors que leurs résultats sont en contradiction avec les observations dans les Andes centrales puisque la vitesse de convergence a diminué (gradient négatif) au cours des derniers 20 Ma alors que le pendage a également diminué (*flat-slab* entre 3°S et 15°S). Ils estiment alors les plissements du slab dans la zone de transition du manteau ne peuvent pas contrôler, seuls, les variations de pendage de la plaque Nazca.

De plus, certaines images tomographiques suggèrent une stagnation du slab à 660 km bien que sous le Pérou la plaque subduite semble pénétrer dans le manteau inférieur [Fukao et Obayashi, 2013] (voir aussi [partie I.1.2.1](#)).

D'autres auteurs se sont également intéressés à la cyclicité cinématique de plaques en subduction. Čížková et Bina [2013], par exemple, étudient l'influence de la rhéologie des plaques (dépendante de la température) sur les plissements dans la zone de transition du manteau. Des plis sont formés dans cette zone si les slabs sont suffisamment faibles (résistance de l'ordre de 500 MPa). Les périodes obtenues sont de 10-20 Ma et augmentent avec l'âge (épaisseur) de la plaque. Les auteurs ne donnent pas d'informations sur le régime tectonique de la plaque supérieure.

Tetzlaff et Schmeling [2009] étudient l'effet des transformations de phase dans le slab à 410 km et 660 km de profondeur sur les variations de vitesse de subduction. L'effet parachute de l'olivine métastable dans leur modèle de convection thermique produit des périodes de variation des vitesses de l'ordre de 3-4 Ma, ce qui n'est pas suffisant pour expliquer la cyclicité relevée dans les Andes.

Bien que les modèles numériques présentés ci-dessus génèrent une cyclicité cinématique, ils n'expliquent pas la formation de subductions horizontales. La relation avec l'état de contrainte dans la plaque supérieure est également peu étudiée.

En revanche, Guillaume et al. [2009] (modèles analogiques) et Gibert et al. [2012] (modèles numériques) ont obtenu des variations conjointes de l'angle de subduction et du régime tectonique dans la plaque supérieure avec des modèles de subduction contrôlée par les vitesses des plaques.

Récemment, Schellart et Moresi [2013], avec un modèle de subduction libre tridimensionnel incluant une plaque supérieure mobile, rapportent également des variations de l'état de contrainte lorsque le slab se plisse sur la discontinuité (imperméable) à 660 km. Cependant, les auteurs n'obtiennent pas de cyclicité mais cela est peut-être expliqué par le temps d'étude de (seulement) 30 Ma.

4 Objectifs et démarche

Le modèle géodynamique qui relie subductions horizontales, régime tectonique et orogène dans les Andes est encore incertain. Les modèles avancés dépendent de nombreuses hypothèses et présentent quelquefois des limites, quant à leur pertinence, si appliqués à la subduction andine (cf. discussions dans [Gerbault et al. \[2009\]](#); [Gibert et al. \[2012\]](#); [Martinod et al. \[2010\]](#)). Il semble primordial, entre autres, de considérer un modèle tridimensionnel pour étudier la subduction des Andes et le développement d'un tel modèle constitue la motivation majeure de ce travail.

Le scénario proposé par [Gibert et al. \[2012\]](#) présente l'avantage de relier à la fois les variations de pendage de la plaque plongeante et l'état de contrainte dans la plaque supérieure tout en générant une cyclicité. Néanmoins, le modèle (de type « lithosphère solide ») utilisé par les auteurs est bidimensionnel et considère un manteau non-visqueux. La poursuite de cette piste proposée implique donc le développement d'un nouveau modèle d'interaction entre une lithosphère solide et un manteau visqueux en se basant sur un certain nombre de contraintes concernant la rhéologie présentées dans la [partie I.1](#).

De manière synthétique, le modèle numérique doit présenter les caractéristiques suivantes :

- Le modèle doit prendre en compte les surfaces libres pour modéliser des topographies réalistes. Ceci est rendu possible, par exemple, par l'utilisation d'un code solide tel qu'ADELI [[Chéry et al., 2001](#); [Hassani et al., 1997](#)] pour l'étude de la déformation des plaques lithosphériques.
- Le manteau doit être modélisé comme un fluide visqueux, ce qui implique le développement d'une stratégie de couplage fluide-solide.
- Le modèle doit permettre l'étude de l'évolution à grande échelles de temps et admettre les potentielles grandes déformation des plaques.
- La modélisation doit être envisagée en 3D.

La présentation du modèle développé est l'objet du [chapitre II](#) dans lequel la méthode est validée étape par étape.

Chapitre I. Les zones de subduction et leur modélisation numérique

Outre le développement d'une nouvelle méthode pour l'étude du couplage lithosphère/asthénosphère, l'objectif de cette thèse est également d'apporter des pistes de réflexion sur les questions suivantes :

- Est-ce que l'interaction entre la plaque plongeante et la discontinuité à 660 km de profondeur peut expliquer la formation de subductions horizontales ?
- Est-ce que la variation de viscosité du manteau peut contribuer aux variations de pendage et affecter le mécanisme de plissement du panneau plongeant ?
- Quelles déformations impliquent les plissements éventuels du panneau plongeant ?
- Est-ce que l'obliquité de la subduction peut générer des variations de pendage différentes le long de la marge et/ou expliquer la segmentation de la topographie de la plaque supérieure ?

Les études menées au [chapitre III](#) en 2D, puis au [chapitre IV](#) en 3D apportent des éléments de réponse à ces questions.

Chapitre II

Méthode de domaines fictifs pour l'interaction lithosphère-asthénosphère

Dans une zone de subduction, un corps compétent, la plaque plongeante, pénètre dans un milieu beaucoup plus déformable, le manteau.

Du point de vue de la modélisation, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, une des approches possibles pour étudier la subduction est de considérer les plaques lithosphériques comme un solide et le manteau comme un fluide. Le système de subduction est par conséquent modélisé comme un problème d'interaction fluide-solide.

Dans ce travail, nous considérons qu'en première approximation la plaque lithosphère a le comportement d'un solide viscoélastique, et que le manteau a un comportement de fluide newtonien.

Dans ce chapitre, il s'agit, dans un premier temps, de poser le problème physique de couplage fluide-solide, également appelé couplage fluide-structure. Dans un deuxième temps, les formulations numériques utilisées pour la résolution du problème fluide et du problème solide sont présentées. Dans les parties suivantes, nous présentons d'abord diverses stratégies existantes pour traiter le problème de couplage fluide-structure, puis nous décrivons celle que nous avons développée. Finalement, les tests réalisés pour valider la méthode sont exposés.

1 Formulation du problème d'interaction lithosphère - asthénosphère

Le problème mécanique d'interaction lithosphère-manteau dans les zones de subduction peut être assimilé à un problème de couplage fluide-structure. Dans cette partie, nous décrivons les problèmes physiques solide et fluide, puis les méthodes numériques servant à résoudre indépendamment ces deux problèmes.

1.1 Les équations du problème physique

Pour présenter le problème d'interaction, nous considérons les parties fluide et solide comme deux entités distinctes occupant un domaine Ω et séparées par une frontière commune Γ_{sf} sur laquelle des conditions de continuité doivent être respectées.

1.1.1 Les plaques solides

Nous considérons un corps solide occupant dans son état non-déformé le domaine Ω_s de frontière $\partial\Omega_s$. Ce corps est soumis à des conditions aux limites sur les portions de frontière Γ_s^u et Γ_s^F ($\Gamma_s^u \cup \Gamma_s^F = \partial\Omega_s$). L'évolution quasi-statique du système est décrite par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \rho_s \mathbf{g} = \mathbf{0} & \text{dans } \Omega_s, \end{cases} \quad (\text{II-1})$$

$$\begin{cases} \frac{D\boldsymbol{\sigma}}{Dt} = \mathcal{M}(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{d}) & \text{dans } \Omega_s, \end{cases} \quad (\text{II-2})$$

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{u}} = \bar{\mathbf{u}} & \text{sur } \Gamma_s^u, \end{cases} \quad (\text{II-3})$$

$$\begin{cases} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{t}_s & \text{sur } \Gamma_s^F, \end{cases} \quad (\text{II-4})$$

où $\boldsymbol{\sigma}$ désigne le tenseur des contraintes de Cauchy, ρ_s est la masse volumique, \mathbf{g} le vecteur représentant la gravité, $\mathbf{d} = \frac{1}{2}(\nabla \dot{\mathbf{u}} + \nabla \dot{\mathbf{u}}^T)$ le tenseur des taux de déformation et $\dot{\mathbf{u}}$ le champ de vitesse. $\bar{\mathbf{u}}$ et \mathbf{t}_s sont, respectivement, la vitesse et le vecteur traction imposés aux limites, et \mathbf{n} est le vecteur normal unitaire sortant. $D\boldsymbol{\sigma}/Dt$ correspond à une dérivée objective en temps, par exemple la dérivée de Jaumann :

$$\frac{D\boldsymbol{\sigma}}{Dt} = \frac{\partial \boldsymbol{\sigma}}{\partial t} - \boldsymbol{\omega} \boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\omega} \quad (\text{II-5})$$

où $\boldsymbol{\omega}$ est la partie antisymétrique du tenseur des taux de déformations.

\mathcal{M} désigne une loi de comportement et, puisque nous nous limitons dans un premier temps aux comportements élastique et viscoélastique linéaire de type Maxwell, elle a pour expression :

$$\mathcal{M}(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{d}) = 2G\mathbf{d} + \lambda \text{tr} \mathbf{d} \mathbf{I} - \frac{G}{\eta} \mathbf{dev} \boldsymbol{\sigma} \quad (\text{II-6})$$

où tr et \mathbf{dev} sont, respectivement, la trace et la partie déviatorique d'un tenseur du second ordre, \mathbf{I} le tenseur identité, λ et G les coefficients de Lamé et η la viscosité. Le cas élastique correspond à $\eta = \infty$.

II.1 Formulation du problème d'interaction lithosphère - asthénosphère

En cas de présence de deux corps solides, le contact sur leur frontière commune Γ_c est modélisé par un contact unilatéral qui s'exprime selon les conditions de Signorini de la façon suivante :

$$\delta \dot{u}_n \leq 0, \sigma_n \leq 0, \delta \dot{u}_n \sigma_n = 0 \quad \text{sur } \Gamma_c \quad (\text{II-7})$$

où $\delta \dot{u}_n$ est la composante normale du vecteur vitesse relative entre deux points en contact. La loi de Coulomb est utilisée pour modéliser le couplage frictionnel sur le contact :

$$\begin{cases} |\sigma_t| \leq -\mu \sigma_n & \text{si } \delta \dot{u}_t = 0 \quad \text{on } \Gamma_c, \\ \sigma_t = \mu \sigma_n \frac{\delta \dot{u}_t}{|\delta \dot{u}_t|} & \text{si } \delta \dot{u}_t \neq 0 \quad \text{on } \Gamma_c, \end{cases} \quad (\text{II-8})$$

$$\quad \quad \quad (\text{II-9})$$

où $\delta \dot{u}_t$ est la composante tangentielle du vecteur vitesse relative entre deux points en contact et μ le coefficient de friction.

1.1.2 La manteau fluide

Nous considérons à présent un corps fluide incompressible occupant, à l'instant t , le domaine $\Omega_f^t = \Omega \setminus \Omega_s$ de frontière $\partial\Omega_f^t$. Le corps est soumis à des conditions aux limites sur les portions de frontière Γ_f^u et Γ_f^F ($\Gamma_f^u \cup \Gamma_f^F = \partial\Omega_f^t$). Les forces d'inertie étant supposées négligeables, le problème est décrit par :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \nabla p + \rho_f \mathbf{g} = \mathbf{0} & \text{dans } \Omega_f^t, \end{cases} \quad (\text{II-10})$$

$$\begin{cases} \boldsymbol{\tau} = \mathcal{F}(\nabla \mathbf{v}) & \text{dans } \Omega_f^t, \end{cases} \quad (\text{II-11})$$

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 & \text{dans } \Omega_f^t, \end{cases} \quad (\text{II-12})$$

$$\begin{cases} \mathbf{v} = \bar{\mathbf{v}} & \text{sur } \Gamma_f^u, \end{cases} \quad (\text{II-13})$$

$$\begin{cases} (\boldsymbol{\tau} + p\mathbf{I}) \cdot \mathbf{n} = \mathbf{t}_f & \text{sur } \Gamma_f^F \end{cases} \quad (\text{II-14})$$

où $\boldsymbol{\tau}$ est le déviateur des contraintes dans le fluide, p le champ de pression, ρ_f sa masse volumique, et \mathbf{v} le champ de vitesse. $\bar{\mathbf{v}}$ et \mathbf{t}_f sont, respectivement, la vitesse et le vecteur traction imposés aux limites. \mathcal{F} représente la loi de comportement du fluide que nous considérons newtonien et s'écrit alors :

$$\mathcal{F}(\nabla \mathbf{v}) = \eta_f (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) \quad (\text{II-15})$$

avec η_f la viscosité du milieu fluide.

Il s'agit, en fait, du problème de Stokes stationnaire qui s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta_f \nabla^2 \mathbf{v} + \nabla p + \rho_f \mathbf{g} = \mathbf{0} \quad \text{dans } \Omega_f^t, \\ \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad \text{dans } \Omega_f^t, \\ \mathbf{v} = \bar{\mathbf{v}} \quad \text{sur } \Gamma_f^u, \\ (\boldsymbol{\tau} + p\mathbf{I}) \cdot \mathbf{n} = \mathbf{t}_f \quad \text{sur } \Gamma_f^F \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(II-16)} \\ \text{(II-17)} \\ \text{(II-18)} \\ \text{(II-19)} \end{array}$$

1.1.3 Interaction Fluide-Solide

Pour considérer l'ensemble du système $\Omega = \Omega_s \cup \Omega_f$, nous devons assurer la continuité des grandeurs physiques à travers l'interface $\Gamma_{sf} = \Omega_s \cap \Omega_f$, frontière commune entre les domaines fluide et solide. Ainsi, il y a continuité du vecteur traction (principe d'action-réaction), et continuité des champs de vitesse (principe d'adhérence entre les deux milieux) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{v} = \dot{\mathbf{u}} \quad \text{sur } \Gamma_{sf}, \\ (\boldsymbol{\tau} + p\mathbf{I}) \cdot \mathbf{n} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} \quad \text{sur } \Gamma_{sf}, \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(II-20)} \\ \text{(II-21)} \end{array}$$

1.2 Formulation numérique

Pour résoudre le problème solide nous utilisons le code ADELI [Chéry et al., 2001; Hassani et al., 1997] basé sur des éléments finis de Galerkin pour la discrétisation spatiale du problème, et sur la méthode de relaxation dynamique pour la résolution en temps [Underwood, 1983]. Le problème fluide est résolu par un code standard d'éléments finis, et nous utilisons une méthode de stabilisation que nous décrivons.

1.2.1 Discrétisation du problème solide

Pour résoudre le problème mécanique (II-1) - (II-4) par la méthode des éléments finis (MEF), l'équation de mouvement (II-1) est réécrite sous sa forme variationnelle en utilisant une formulation lagrangienne réactualisée. En l'absence de conditions aux limites de Neumann, le problème à résoudre est alors :

trouver $\dot{\mathbf{u}} \in \mathbf{U}_{adm}$ vérifiant

$$- \int_{\Omega_s} \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}, \dot{\mathbf{u}}) : \mathbf{d}(\hat{\mathbf{u}}) \, d\Omega + \int_{\Omega_s} \rho_s \mathbf{g} \cdot \hat{\mathbf{u}} \, d\Omega = 0 \quad \forall \hat{\mathbf{u}} \in \mathbf{U}_{adm}^0 \quad \text{(II-22)}$$

II.1 Formulation du problème d'interaction lithosphère - asthénosphère

où Ω_s est le domaine occupé par le solide. \mathbf{U}_{adm} est l'ensemble des vitesses cinématiquement admissibles et \mathbf{U}_{adm}^0 celui des vitesses admissibles s'annulant sur Γ_s^u .

L'équation (II-22) est ensuite discrétisée spatialement par la méthode des éléments finis (MEF) pour aboutir au problème semi-discret formé par le système d'équations différentielles non-linéaires suivant :

$$\mathbf{F}_{int}(\dot{\mathbf{U}}_{sq}, t) + \mathbf{F}_{ext}(\dot{\mathbf{U}}_{sq}, t) = 0 \quad (\text{II-23})$$

où \mathbf{F}_{int} , \mathbf{F}_{ext} , et $\dot{\mathbf{U}}_{sq}$, vecteurs de \mathbb{R}^{3N_s} (avec N_s le nombre de nœuds dans le maillage de Ω_s^t) sont, respectivement, les vecteurs forces internes, forces externes et vitesses nodales.

Dans la méthode de relaxation dynamique [Cundall, 1988; Underwood, 1983], l'approximation de la solution quasi-statique est effectuée en déterminant la solution $\dot{\mathbf{U}}_s$ du problème pseudo-dynamique faisant intervenir une matrice de masse \mathbf{M} (définie par l'utilisateur), l'accélération $\ddot{\mathbf{U}}_s$ et un vecteur amortissement \mathbf{C} . Le problème semi-discret devient alors :

$$\mathbf{F}_{int}(\dot{\mathbf{U}}_s, t) + \mathbf{F}_{ext}(\dot{\mathbf{U}}_s, t) = \mathbf{M}\ddot{\mathbf{U}}_s + \mathbf{C} \quad (\text{II-24})$$

et la solution du problème (II-23) est donc approchée par une solution amortie de (II-24), \mathbf{C} devant s'annuler lorsque $\ddot{\mathbf{U}}_s = 0$.

Le système (II-24) est discrétisé en temps par le schéma explicite suivant :

$$\ddot{\mathbf{U}}_s^{n+1} = \mathbf{M}^{-1}[\mathbf{F}_{int}^n + \mathbf{F}_{ext}^n - \mathbf{C}^n] \quad (\text{II-25})$$

$$\dot{\mathbf{U}}_s^{n+1/2} = \dot{\mathbf{U}}_s^{n-1/2} + \Delta t \ddot{\mathbf{U}}_s^{n+1} \quad (\text{II-26})$$

$$\mathbf{U}_s^{n+1} = \mathbf{U}_s^n + \Delta t \dot{\mathbf{U}}_s^{n+1/2} \quad (\text{II-27})$$

où $\ddot{\mathbf{U}}_s^{n+1}$ et \mathbf{U}_s^{n+1} sont, respectivement, les vecteurs accélérations nodales et déplacements nodaux au temps $t^{n+1} = t^n + \Delta t$ avec Δt le pas de temps. \mathbf{M}^{-1} est l'inverse de la matrice de masse, \mathbf{F}_{int}^n et \mathbf{F}_{ext}^n sont, respectivement, les forces internes et les forces externes calculées au temps t^n , et $\dot{\mathbf{U}}_s^{n+1/2}$ est le vecteur des vitesses nodales évaluées au temps $t^{n+1/2} = t^n + \frac{1}{2}\Delta t$.

Choix de la matrice de masse

Le schéma en temps (II-25) - (II-27) utilisé pour résoudre l'équation (II-24), est explicite et donc conditionnellement stable. La condition de stabilité du schéma implique que, pour un élément du maillage Ω_s^e dont la plus petite dimension est appelée Δl_{min}^e , le pas de temps critique Δt_c à

Chapitre II. Méthode de domaines fictifs pour l'interaction lithosphère-asthénosphère

partir duquel la stabilité du schéma n'est plus assurée est :

$$\Delta t_c = \frac{\Delta l_{min}^e}{v_p} \quad (\text{II-28})$$

où v_p est la vitesse des ondes P définie de la façon suivante :

$$v_p^2 = \frac{1}{\rho^e} \left(K + \frac{4}{3}G \right) \quad (\text{II-29})$$

où K et G sont, respectivement, le modules de compression et de cisaillement, et ρ^e est la masse volumique de l'élément Ω_s^e . L'expression de la masse volumique de l'élément en fonction du pas de temps critique est donc :

$$\rho^e = \left(K + \frac{4}{3}G \right) \frac{\Delta t_c^2}{\Delta l_{min}^2} \quad (\text{II-30})$$

Connaissant le pas de temps Δt défini par l'utilisateur, la masse volumique des éléments peut être calculée de façon à ce que Δt_c soit plus grand que Δt et ainsi respecter la condition de stabilité. La masse m^e attribuée à l'élément Ω_s^e de surface S^e est $m^e = \rho^e S^e$.

De plus, nous choisissons d'utiliser une matrice de masse concentrée sur les nœuds des éléments, soit une matrice de masse \mathbf{M} diagonale.

Choix de l'amortissement

Le vecteur d'amortissement \mathbf{C} de l'équation (II-24) doit être choisi de façon à s'annuler lorsque la solution quasi-statique est atteinte. Dans le code ADELI, le choix adopté consiste à prendre le vecteur \mathbf{C} , suivant la méthode de [Cundall \[1988\]](#) , tel que pour le i -ème degré de liberté, la i -ème composante du vecteur s'écrive :

$$(\mathbf{C}^n)_i = \alpha |(\mathbf{F}_{int}^n)_i + (\mathbf{F}_{ext}^n)_i| \frac{(\dot{\mathbf{U}}^n)_i}{|(\dot{\mathbf{U}}^n)_i|} \quad (\text{II-31})$$

où $\alpha \in]0 : 1]$ est un paramètre choisi habituellement entre 0,5 et 0,8 [[Cundall, 1988](#)].

1.2.2 Discrétisation du problème fluide

Le problème mécanique fluide (II-10)-(II-14) est écrit sous sa forme variationnelle équivalente. Le problème à résoudre, en l'absence de conditions aux limites de Neumann, devient :

II.1 Formulation du problème d'interaction lithosphère - asthénosphère

trouver $\mathbf{v} \in \mathbf{V}_{adm}$ et $p \in Q$ vérifiant

$$\int_{\Omega_f^t} (\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{v}, p)) \cdot \hat{\mathbf{v}} \, d\Omega + \int_{\Omega_f^t} \rho_f \mathbf{g} \cdot \hat{\mathbf{v}} \, d\Omega = 0 \quad \forall \hat{\mathbf{v}} \in \mathbf{V}_{adm}^0 \quad (\text{II-32})$$

$$\int_{\Omega_f^t} (\nabla \cdot \mathbf{v}) \cdot \hat{p} \, d\Omega = 0 \quad \forall \hat{p} \in Q \quad (\text{II-33})$$

où Ω_f^t est le domaine occupé par le fluide à l'instant t . \mathbf{V}_{adm} est l'ensemble des vitesses cinématiquement admissibles et \mathbf{V}_{adm}^0 celui des vitesses s'annulant sur Γ_f^u . Q désigne l'ensemble des pressions.

Cette formulation variationnelle peut également se réécrire sous la forme condensée :

$$a(\mathbf{v}, \hat{\mathbf{v}}) + b(\hat{\mathbf{v}}, p) = g(\hat{\mathbf{v}}) \quad \forall \hat{\mathbf{v}} \in \mathbf{V} \quad (\text{II-34})$$

$$b(\mathbf{v}, \hat{p}) = 0 \quad \forall \hat{p} \in Q \quad (\text{II-35})$$

où :

$$a(\mathbf{v}, \hat{\mathbf{v}}) = \int_{\Omega_f^t} \boldsymbol{\tau}(\mathbf{v}) : \boldsymbol{\epsilon}(\hat{\mathbf{v}}) \, d\Omega$$

$$b(\hat{\mathbf{v}}, p) = \int_{\Omega_f^t} p \cdot (\nabla \cdot \hat{\mathbf{v}}) \, d\Omega$$

$$g(\hat{\mathbf{v}}) = - \int_{\Omega_f^t} \hat{\mathbf{v}}^T \rho_f \mathbf{g} \, d\Omega$$

Approximation de Galerkin et condition inf-sup

Soient $\mathbf{V}^h \subset \mathbf{V}_{adm}$ et $Q^h \subset Q$ deux sous-espaces de dimension finie tels que $\mathbf{V}^h \rightarrow \mathbf{V}_{adm}$ et $Q^h \rightarrow Q$ lorsque $h \rightarrow 0$. Le problème (II-34)-(II-35) approché consiste alors à trouver $\mathbf{v}^h \in \mathbf{V}^h$ et $p^h \in Q^h$ tels que :

$$a(\mathbf{v}^h, \hat{\mathbf{v}}^h) + b(\hat{\mathbf{v}}^h, p^h) = g(\hat{\mathbf{v}}^h) \quad \forall \hat{\mathbf{v}}^h \in \mathbf{V}^h \quad (\text{II-36})$$

$$b(\mathbf{v}^h, \hat{p}^h) = 0 \quad \forall \hat{p}^h \in Q^h \quad (\text{II-37})$$

Une approximation stable et précise de la solution de l'équation (II-34) sous la contrainte (II-35) requiert de choisir \mathbf{V}^h et Q^h , de façon à satisfaire la condition inf-sup (ou condition

LBB) discrétisée :

$$\sup_{\substack{\mathbf{v}^h \in \mathbf{V}^h \\ \mathbf{v}^h \neq 0}} \frac{b(\mathbf{v}^h, p^h)}{\|\mathbf{v}^h\|_1} \geq \beta \|p^h\|_0 \quad \forall p^h \in Q^h \quad (\text{II-38})$$

Cela implique un choix crucial des espaces \mathbf{V}^h et Q^h pour assurer la stabilité de la résolution du problème. Dans la MEF, cela se traduit par le choix des degrés des fonctions de forme choisies pour l'interpolation. Une des méthodes utilisées pour aboutir à un calcul stable consiste à choisir un couple d'éléments qui assurent la condition LBB (par exemple un couple P2-P1, P2 pour la vitesse et P1 pour la pression). Lors de l'écriture de notre code éléments finis pour la résolution du problème Stokes, nous avons pris le parti d'avoir le même type d'interpolation pour la vitesse et la pression (un couple Q1-Q1). Pour ce faire, nous avons utilisé une technique de stabilisation « par projection » que nous détaillons ci-dessous.

Une méthode de stabilisation du problème de Stokes par projection

Il existe diverses méthodes de stabilisation pour le problème de Stokes. Nombre de celles-ci font appel au résidu de l'approximation discrète de Galerkin pour relaxer l'équation d'incompressibilité [voir Barth et al., 2004]. Cependant, ces méthodes requièrent en général le calcul de dérivées et augmentent la durée du calcul et/ou sa complexité. La méthode que nous avons choisi est la méthode par projection de la pression [Dohrmann et Bochev, 2004] qui n'implique pas d'importants calculs supplémentaires et autorise l'utilisation du même degré d'interpolation pour la vitesse et la pression. Nous en présentons ci-dessous le principe.

Définition Soit l'espace polynômial : $[P_m] = q^h \in L^2(\Omega_f) | q^h|_{\Omega_f^e} \in \mathcal{P}_m(\Omega_f^e); \forall \Omega_f^e \in \mathcal{T}^h$ avec P_m l'espace des fonctions polynomiales de degré m et \mathcal{T}_h la triangulation du domaine Ω_f . Soit une fonction $q \in L^2(\Omega_f)$ pour laquelle on définit sa projection $q_h = \rho_m q$ sur $[P_m]$ par l'opérateur $\rho_m : L^2(\Omega_f) \rightarrow [P_m]$ qui doit vérifier :

$$\int_{\Omega_f} r^h (\rho_m q - q) \, d\Omega = 0 \quad \forall r^h \in [P_m] \quad (\text{II-39})$$

Application à la formulation variationnelle Soient \mathbf{V}^h et Q^h deux espaces, respectivement, de fonctions vectorielles et de fonctions scalaires de degré k tels que : $\mathbf{V}^h \subset H_0^1(\Omega_f)$ et $Q^h \subset L_0^2(\Omega_f)$. En considérant l'opérateur de projection ρ_{k-1} , la forme bilinéaire suivante est définie :

$$c(p^h, \hat{p}^h) = \frac{1}{\eta_f} \int_{\Omega_f} (p^h - \rho_{k-1} p^h)(\hat{p}^h - \rho_{k-1} \hat{p}^h) \, d\Omega \quad (\text{II-40})$$

II.1 Formulation du problème d'interaction lithosphère - asthénosphère

où η_f est la viscosité dynamique du fluide.

Les équations (II-36) et (II-37) sont modifiées de la façon suivante :

$$a(\mathbf{v}^h, \hat{\mathbf{v}}^h) + b(\hat{\mathbf{v}}^h, \rho_{k-1} p^h) = g(\hat{\mathbf{v}}^h) \quad \forall \hat{\mathbf{v}}^h \in \mathbf{V}^h \quad (\text{II-41})$$

$$b(\mathbf{v}^h, \rho_{k-1} \hat{p}^h) - c(p^h, \hat{p}^h) = 0 \quad \forall \hat{p}^h \in Q^h \quad (\text{II-42})$$

Puisque l'opérateur de projection satisfait (II-39), $b(\hat{\mathbf{v}}^h, \rho_{k-1} p^h) = b(\hat{\mathbf{v}}^h, p^h)$ pour les éléments qui vérifient $\text{div } \hat{\mathbf{v}}^h \in [P_{k-1}]$. Ce qui est le cas, notamment, pour les triangles à côtés droits ou les quadrangles à côtés parallèles. Finalement, la nouvelle formulation variationnelle du problème discret est :

$$a(\mathbf{v}^h, \hat{\mathbf{v}}^h) + b(\hat{\mathbf{v}}^h, p^h) = g(\hat{\mathbf{v}}^h) \quad \forall \hat{\mathbf{v}}^h \in \mathbf{V}^h \quad (\text{II-43})$$

$$b(\mathbf{v}^h, \hat{p}^h) - c(p^h, \hat{p}^h) = 0 \quad \forall \hat{p}^h \in Q^h \quad (\text{II-44})$$

Implémentation de la méthode aux éléments finis Un des principaux avantages de cette méthode de stabilisation pour l'équation de Stokes est que l'implémentation dans un code d'éléments finis du membre $c(\cdot, \cdot)$ s'effectue au niveau local. De plus, une signification peut être donnée, au niveau élémentaire, de l'opérateur de stabilisation (II-40) : il s'agit de « forcer » les valeurs des pressions nodales d'un élément à ne pas être trop éloignées de sa valeur moyenne dans ce même élément. Autrement dit, la pression est quasi-constante par élément.

La matrice de rigidité de Stokes s'écrit au niveau élémentaire :

$$\tilde{\mathbf{K}}_f^e = \begin{bmatrix} \mathbf{a}^e & \mathbf{b}^e \\ \mathbf{b}^e & -\mathbf{c}^e \end{bmatrix} \quad (\text{II-45})$$

où \mathbf{a}^e et \mathbf{b}^e sont obtenues, respectivement, à partir des formes bilinéaires $a(\cdot, \cdot)$ et $b(\cdot, \cdot)$ de façon classique, et \mathbf{c}^e est une matrice symétrique positive semi-définie obtenue à partir de $c(\cdot, \cdot)$.

Soit pour une discrétisation en éléments P1-P1 ou Q1-Q1, la sous-matrice \mathbf{c}^e est :

$$\mathbf{c}^e = \frac{1}{\eta_f} \left(\int_{\Omega_f^e} \boldsymbol{\phi}(\mathbf{x}) \boldsymbol{\phi}^T(\mathbf{x}) \, d\Omega - \frac{S^e}{n^2} \mathbf{I} \right) \quad (\text{II-46})$$

où $\boldsymbol{\phi}$ est un vecteur colonne contenant les fonctions d'interpolation, \mathbf{x} est le vecteur position, S^e la surface de l'élément, et n est le nombre de noeuds de l'élément ($n = 3$ pour des éléments P1 ou $n = 4$ pour des éléments Q1) et \mathbf{I} la matrice identité $n \times n$.

Forme matricielle de l'équation de Stokes

Finalement la formulation éléments finis de l'équation de Stokes est de la forme :

$$\tilde{\mathbf{K}}_f \tilde{\mathbf{V}}_f = \tilde{\mathbf{F}}_0 \quad (\text{II-47})$$

où $\tilde{\mathbf{K}}_f$ est la matrice de rigidité de Stokes obtenue à partir de la méthode décrite ci-dessus, $\tilde{\mathbf{V}}_f$ le vecteur des inconnues nodales (contenant vitesses et pressions nodales), $\tilde{\mathbf{F}}_0$ le vecteur de chargement nodal incluant les réactions dues aux conditions de Dirichlet.

2 Méthodes de couplage fluide-solide

De nombreux phénomènes physiques sont apparentés aux problèmes d'interaction fluide-solide. On les retrouve dans plusieurs disciplines telles que le génie-civil (l'écoulement de l'air autour des piles d'un pont), l'industrie (écoulement de l'air autour d'une aile d'avion), le bio-médical (écoulement sanguin dans les veines), ou la géophysique (remontée de lave dans une chambre magmatique, plongée d'une plaque lithosphérique dense dans un manteau visqueux, etc.), ce qui explique l'intérêt porté au développement de méthodes numériques servant à la résolution des problèmes de couplage fluide-structure.

L'interaction entre un fluide et un solide peut se faire dans différentes configurations géométriques comme le montre la figure II.1. On peut avoir un corps fluide confiné à l'intérieur d'un corps solide (cas II.1a), un solide immergé dans un milieu fluide (cas II.1b), ou un cas de solide compris entre deux milieux fluides aux propriétés différentes (cas II.1c).

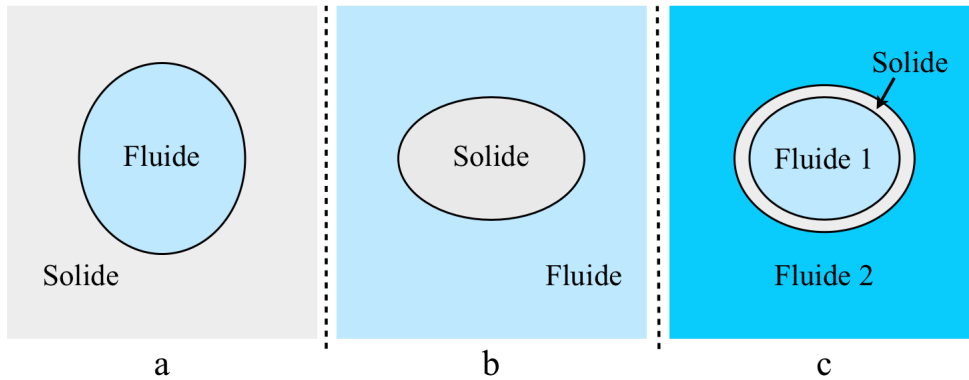


Figure II.1 — Schéma de différentes configurations de couplages fluide-solide.

Selon les données du problème (corps déformables ou rigides, petits ou grands déplacements, etc.) ou la configuration géométrique, un choix pertinent de la méthode numérique pour l'étude du couplage doit être fait. Cette méthode doit permettre, entre autres, d'assurer la continuité des vitesses et des forces de traction à travers l'interface commune.

Rappelons que dans notre objectif d'application, la configuration de notre couplage est la deuxième (cas II.1b) et qu'il s'agit de l'interaction entre un fluide visqueux et un solide déformable immergé qui se déplace.

Nous donnons ci-dessous une revue, non-exhaustive, des méthodes existantes pour l'étude du couplage fluide-solide.

2.1 Les différentes stratégies de couplage

2.1.1 Couplages mono-sens ou double-sens

Lors de l'étude d'un problème d'interaction fluide-solide, il peut arriver que l'on ne s'intéresse qu'à l'effet d'un corps sur un autre. Pour illustrer ce cas, nous pouvons imaginer un cas où un fluide s'écoule autour d'une structure suffisamment rigide pour pouvoir négliger les déformations induites par ce fluide. Ces couplages sont appelés mono-sens (*one-way coupling*). À l'inverse, lorsque le fluide et le solide interagissent l'un et l'autre de façon significative et réciproque, on parle de couplage double-sens (ou *two-way coupling*)

Ces considérations sont importantes car les algorithmes devant traiter le couplage double-sens sont plus difficiles à mettre en place. En effet, les efforts se transmettent simultanément d'un corps à un autre et la simulation numérique doit rendre compte, au mieux, de cette simultanéité des interactions.

Dans le cadre de cette thèse, nous modélisons, *a priori*, un problème d'interaction double-sens car l'objectif est étudier l'écoulement dans le manteau induit par la plongée de la plaque subduite mais aussi de connaître l'action du manteau sur les plaques.

2.1.2 Couplage partitionné ou monolithique

Il existe deux manières de résoudre le problème de couplage double-sens : procéder par une méthode partitionnée ou par une méthode monolithique.

La méthode monolithique consiste à résoudre simultanément le problème fluide et le problème solide tout en assurant le couplage. Autrement dit, la formulation du problème couplé est dé-

Chapitre II. Méthode de domaines fictifs pour l'interaction lithosphère-asthénosphère

crite par un seul (grand) système d'équations. Les méthodes de couplage monolithique sont connues pour être robustes et stables mais présentent certains désavantages [Heil et al., 2008]. Par exemple, la discrétisation temporelle doit être la même pour l'ensemble des domaines, ce qui dans certains cas peut s'avérer inefficace et augmenter le temps de calcul. La formulation du problème peut, en outre, conduire à des matrices mal conditionnées et/ou rendre la résolution algébrique plus difficile [Heil et al., 2008].

La méthode partitionnée consiste à résoudre, tour à tour, le problème solide puis le problème fluide (ou l'inverse) et nécessite un traitement numérique spécial pour l'interface. En général, le transfert des quantités physiques pour assurer le couplage se fait au travers de conditions aux limites sur l'interface commune. Les méthodes partitionnées sont souvent préférées aux méthodes monolithiques pour les raisons suivantes [Felippa et al., 2001] :

- L'adaptation aux problèmes couplés est facilitée. Pour chaque domaine, on peut utiliser les « meilleures » techniques de discrétisation (spatiales et temporelles) et les « meilleurs » algorithmes de résolution connus pour chaque problème physique à résoudre.
- La modélisation de chaque sous-problème est indépendante et permet, par exemple, l'utilisation de maillages non-conformes sur l'interface.
- Les codes permettant de résoudre un problème donné peuvent être réutilisés pour la résolution d'un sous-problème de couplage.
- Les codes sont modulables c'est-à-dire que l'implémentation de nouvelles méthodes reste possible indépendamment du couplage.

En termes techniques, au départ de ce projet de thèse l'idée était d'utiliser le code solide existant ADELI pour résoudre le problème dans les plaques lithosphériques et de le coupler avec un code standard d'éléments finis pour la résolution du problème de Stokes dans l'asthénosphère. Au cours du projet, ce dernier a fait l'objet de nombreuses modifications. Nous avons testé plusieurs techniques pour la résolution du problème de Stokes (p. ex. stabilisation de la pression) et nous avons utilisé différentes bibliothèques et méthodes de résolution d'un système linéaire (solveurs directs et indirects). La stratégie de couplage développée, que nous détaillons dans les parties ultérieures, a également fait l'objet de nombreuses modifications. Par conséquent, dès le début, c'est l'approche partitionnée qui a été retenue pour mener à bien ce travail.

2.1.3 Couplage explicite ou implicite

Dans un problème de couplage fluide-solide classique évoluant dans le temps, l'ensemble du système doit être déterminé à chaque instant de la discrétisation temporelle. Un schéma de

couplage (ou algorithme de couplage) en temps doit donc être défini.

Dans un schéma de couplage que nous appelons schéma de couplage explicite, l'état d'un sous-système du système fluide-solide dépend de l'état de l'autre sous-système au pas de temps précédent. À l'inverse, dans un schéma de couplage totalement implicite, l'état des deux sous-systèmes dépendent simultanément de l'état de l'autre au même instant. Il existe de nombreux autres schémas dont [Farhat et Lesoinne \[2000\]](#), par exemple, en proposent la classification suivante :

- Schémas synchrones ou asynchrones
- Schémas en série ou parallèles

En combinant ces types de schéma de couplage en temps, différents algorithmes de couplage peuvent être définis (voir fig. II.2).

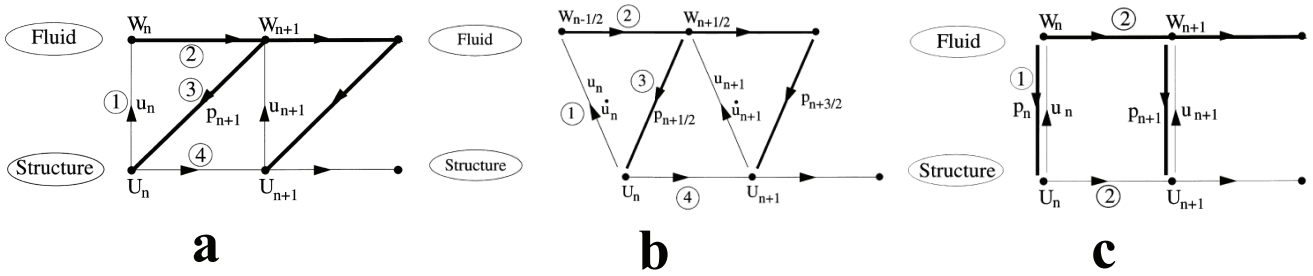


Figure II.2 – Figure d'après [Farhat et Lesoinne \[2000\]](#). Illustration de trois algorithmes de couplage fluide-structure où W et U désignent l'état, respectivement, du fluide et du solide. u désigne le déplacement du solide et p l'action du fluide sur le solide. a) Algorithme de couplage synchrone en série b) Algorithme de couplage synchrone parallèle c) Algorithme de couplage en série asynchrone.

Comme nous le voyons dans la suite, l'algorithme de couplage que nous avons développé est basé sur un schéma semi-explicite utilisant une technique de prédiction-correction. En effet, une des particularités de notre problème de couplage est que le problème fluide est stationnaire (équation de Stokes) et les différents schémas, ou algorithmes, que nous trouvons communément dans la littérature ne sont pas directement applicables à notre problème.

2.2 La gestion numérique de la frontière entre fluide et solide

Dans le cadre d'une résolution partitionnée du couplage, chaque problème (fluide et solide) est résolu de manière indépendante sur les domaines de calcul respectifs et la continuité sur l'interface de la vitesse et des forces de traction doit être assurée. Le traitement numérique de cette interface, forme géométrique et « interface d'échange » des champs physiques, constitue donc un enjeu important et a fait l'objet de nombre de travaux [voir [Hou et al., 2012](#), et

références à l'intérieur]. Nous présentons ici certaines méthodes de suivi d'une frontière entre un solide et un fluide. En particulier, nous présentons les méthodes connues sous le nom de méthodes de domaines fictifs (MDF).

2.2.1 Une solution directe : la discrétisation exacte de la frontière

La façon la plus intuitive de traiter un problème de couplage fluide-structure consiste à choisir des domaines de calcul respectant les domaines physiques réels. Ainsi, la discrétisation spatiale par éléments finis de chaque domaine (fluide et solide) aboutit à des maillages (eulérien pour le fluide et lagrangien pour le solide) dont au moins une des frontières coïncide avec l'interface commune. De plus, on peut également choisir deux maillages conformes sur cette frontière, ce qui facilite l'imposition de la continuité des champs physiques (vitesse et/ou forces de traction) au moyen de conditions aux limites.

Cette stratégie de couplage a été utilisée dans le cadre de l'étude de l'interaction lithosphère/manteau par [Bonnardot et al. \[2008a\]](#) (voir figure II.3). La procédure de couplage, explicite, utilisée par les auteurs est la suivante :

- À chaque pas de temps de couplage, la vitesse de la frontière du solide est transmise au maillage fluide comme une condition aux limites de Dirichlet.
- Le problème fluide (instantané) est résolu.
- La réaction du fluide sur la frontière commune est calculée.
- Ce chargement est appliqué au solide, puis, l'évolution du solide est calculé.
- Le nouvel état définit une nouvelle géométrie de frontière et un nouveau maillage du domaine fluide est généré.
- Un nouveau pas de temps de couplage a lieu et le cycle est répété jusqu'à la fin du temps d'étude.

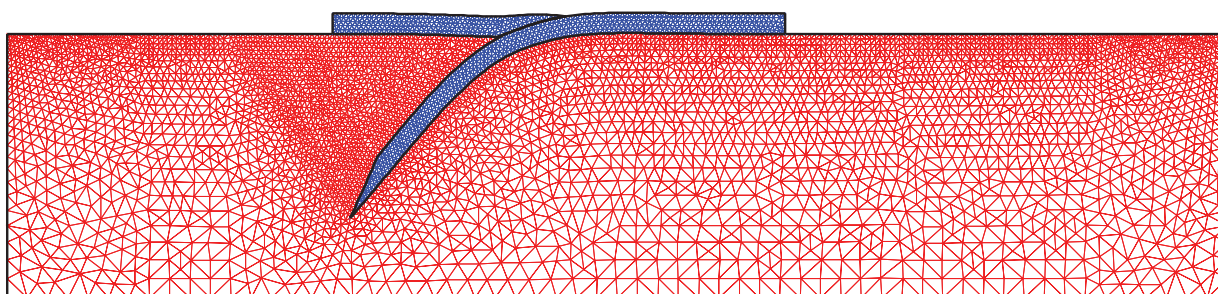


Figure II.3 – Maillages conformes aux interfaces utilisés dans [Bonnardot et al. \[2008a\]](#) pour l'étude de l'interaction lithosphère-asthénosphère en 2D.

Dans ce cadre précis d'interaction fluide/solide, cette stratégie de couplage est généralement stable [Bonnardot et al., 2008a] du fait de la conformité des maillages à l'interface et le caractère instantané du problème fluide. Cependant, dans d'autres contextes, malgré une frontière fluide-solide conforme, cette stratégie n'est pas toujours stable. La transmission des vitesses et/ou du chargement d'un corps à un autre doit parfois faire l'objet de procédures spéciales Hou et al. [2012, et références à l'intérieur].

L'utilisation de cette procédure dans le cadre de l'étude des systèmes de subductions présente un désavantage majeur : la nécessité de générer fréquemment un nouveau maillage fluide du fait du déplacement de la frontière entre les plaques et le manteau. Ces remaillages, bien qu'ils n'impliquent pas de transferts d'information entre deux maillages fluides (solution de l'équation de Stokes instantané), peuvent augmenter considérablement les temps de calculs surtout si l'on envisage des modélisations 3D. De plus, il y a une limitation évidente en cas de géométries complexes du panneau plongeant (p. ex. les plissements du slab [Gibert et al., 2012]).

2.2.2 Méthodes ALE

Nous avons choisi de décrire le problème physique solide avec une description lagrangienne tandis que le problème physique fluide est décrit en variables eulériennes. Il existe, cependant, d'autres méthodes où les formulations sont arbitrairement lagrangiennes-eulériennes (ALE), ou formulations mixtes, et sont très utilisées en mécanique des fluides. Dans ces formulations, les variables physiques sont écrites par rapport à un système de référence autorisé toutefois à se mouvoir indépendamment de la matière.

Les méthodes ALE ont été développées dans les années 60 mais adaptées à la méthode des éléments finis vers la fin des années 70 [Donea et al., 1982, et références citées]. Dans ces méthodes, la discrétisation des équations permettent d'utiliser un maillage dont les nœuds peuvent avoir soit une vitesse nulle (équivalent à un maillage eulérien fixe), soit la même vitesse que les particules de la matière (équivalent à un maillage lagrangien), soit une vitesse définie arbitrairement [Donea et al., 1982].

Dans un problème de couplage fluide/structure, l'utilisation des maillages ALE peut s'avérer utile notamment dans le cas où l'interaction génère la déformation de la frontière commune. En effet, le maillage peut être lagrangien près de cette frontière et eulérien partout ailleurs, minimisant ainsi la nécessité de remaillage du domaine fluide. De ce fait, ces méthodes sont plutôt bien adaptées aux configurations de couplage fluide-structure où le fluide est contenu dans un corps solide (cf. figure II.1a) lorsque les parois de ce dernier sont modérément déformées.

Néanmoins, si le solide est complètement immergé dans le fluide, et qu'il y subit de grandes déformations, cette méthode trouve rapidement ses limites puisque le maillage est rapidement trop déformé.

Par conséquent, pour notre objectif d'application, cette méthode ne présente pas de réels avantages par rapport à l'utilisation de maillages conformes aux interfaces.

2.2.3 Les domaines fictifs

Les méthodes des domaines fictifs (MDF) sont basées sur l'idée qu'on peut découpler la géométrie réelle (le domaine physique) du domaine de calcul. En général, le domaine physique est immergé dans un domaine plus grand (et géométriquement plus simple) qui devient alors le nouveau domaine de calcul.

Le terme « domaines fictifs » a été utilisé pour la première fois au début des années 60 par [Saul'ev \[1963\]](#) qui a proposé une méthode permettant d'imposer des conditions aux limites sur un corps de forme complexe en l'immergeant dans un domaine étendu de géométrie simple et discrétisé avec un maillage cartésien. L'idée consistait à déformer le maillage du domaine étendu au voisinage de la frontière du corps (cf. fig. II.4) et d'imposer les conditions aux limites par pénalisation sur les nœuds coïncidant avec cette frontière.

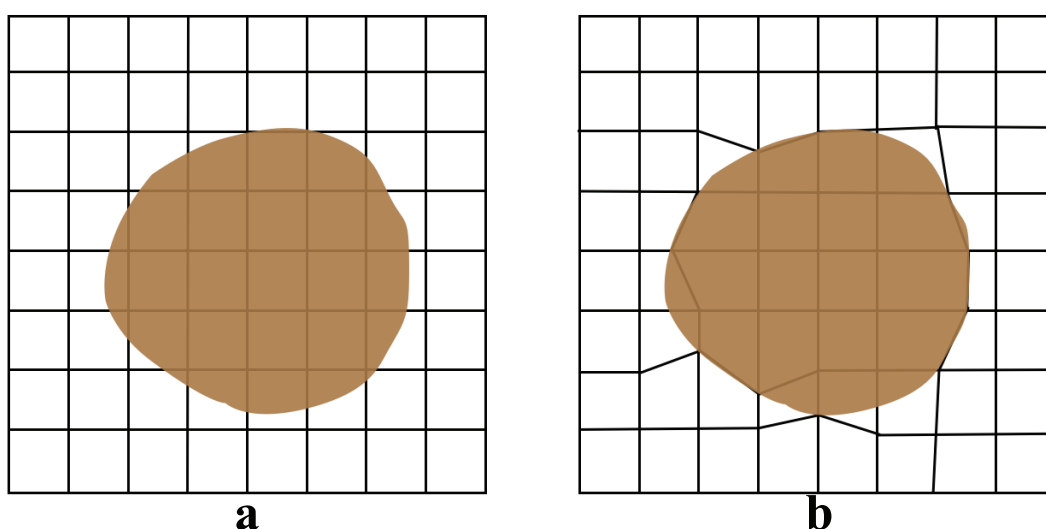


Figure II.4 – **a)** Domaine physique de forme quelconque représenté en marron, le maillage de fond étant représenté en noir. **b)** Maillage cartésien légèrement déformé pour faire correspondre des nœuds du maillage avec les frontières du domaine physique, illustrant la méthode de [Saul'ev \[1963\]](#).

II.2 Méthodes de couplage fluide-solide

Par la suite, ce type de méthode a été beaucoup utilisé dans la modélisation en mécanique des fluides. La motivation principale des premiers développeurs était que l'on pouvait bénéficier de tous les avantages du calcul sur une grille cartésienne (faible coût de stockage, solveurs plus rapides, etc.). Plus tard, les méthodes de domaines fictifs ont été utilisées pour la gestion des interfaces mobiles puisqu'elle évitent le recours à des techniques de remaillage. Ces avantages ont donc répandu l'utilisation de ces méthodes à la simulation des interactions fluide-solides.

Ci-dessous, nous présentons un panorama, non-exhaustif, des MDF ayant été adaptées pour la résolution des équations de Navier-Stokes (ou Stokes) en présence d'obstacles solides.

Nous considérons le domaine Ω_f dont une des frontières, notée Γ_{sf} , sera supposée à géométrie complexe (figure II.5). Dans ce domaine, les équations de continuité et de conservation de la masse pour le problème de Navier-Stokes s'écrivent :

$$\begin{cases} \rho_f \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) + \nabla p = \eta_f \nabla^2 \mathbf{v} + \mathbf{f} \\ \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{(II-48)} \\ \text{(II-49)} \end{matrix}$$

où \mathbf{v} et p sont la vitesse et la pression du fluide, ρ_f sa masse volumique, et η_f sa viscosité dynamique. La vitesse u_s sur Γ_{sf} est supposée connue.

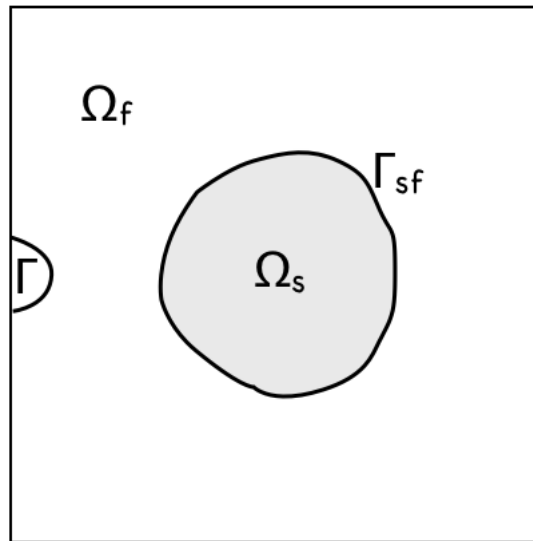


Figure II.5 – Schéma représentant un corps Ω_s immergé au sein d'un domaine Ω_f de frontière Γ , illustrant, par exemple, une inclusion solide immergée dans un milieu fluide.

Méthodes de domaines fictifs par pénalisation L'idée de ces méthodes est d'imposer des conditions aux limites sur une frontière $\Gamma_{sf} = \Omega_f \cap \Omega_s$ immergée dans Ω_f pour simuler la présence d'un obstacle solide Ω_s dans un écoulement de Navier-Stokes [Angot et al., 1999] au moyen d'un terme de pénalisation ajouté à l'équation (II-48). Contrairement aux méthodes développées à la suite du travail de Saul'ev [1963], dans les méthodes de domaines fictifs par pénalisation, le maillage cartésien initial n'est plus déformé pour faire coïncider la frontière immergée avec des nœuds du maillage eulérien.

Angot et al. [1999] ont défini deux types de pénalisation pour imposer des conditions aux limites de type Dirichlet : les pénalisations L^2 et H^1 . Pour cette présentation succincte, nous considérons uniquement le premier type.

Nous supposons connue, *a priori*, la vitesse \mathbf{v}_s en tout point de Ω_s . Afin d'imposer une condition aux limites sur la frontière Γ_{sf} du domaine Ω_f , nous ajoutons dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement un terme pénalisant :

$$\rho_f \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) + \frac{H_{\Omega_s}}{\epsilon} (\mathbf{v} - \mathbf{v}_s) + \nabla p = \eta_f \nabla^2 \mathbf{v} + \mathbf{f} \quad (\text{II-50})$$

où ϵ est un coefficient de pénalisation ($0 < \epsilon \ll 1$) et H_{Ω_s} la fonction de Heaviside définie par :

$$H_{\Omega_s}(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \in \Omega_s \\ 0 & \text{si } x \in \Omega_f \setminus \Omega_s \end{cases} \quad (\text{II-51})$$

Cette méthode est indépendante de la discrétisation spatiale et peut être implémentée pour n'importe quelle méthode de discrétisation. Il s'agit d'une méthode d'ordre 1. Le choix toujours délicat du terme de pénalisation ϵ demeure l'inconvénient principal de cette méthode.

Méthode de domaines fictifs par multiplicateurs de Lagrange Cette méthode, développée par Glowinski et al. [1994, 1995], est une des MDF les plus célèbres. Elle a été développée pour étudier l'écoulement d'un fluide autour de particules rigides ayant un mouvement connu *a priori*. Il s'agit d'une méthode d'ordre 1 généralement combinée avec une résolution par la MEF. Cette méthode est décrite plus en détail dans la partie suivante puisque la MDF que nous utilisons dans ce travail en est proche.

Toujours dans le cadre de l'étude de l'écoulements d'un fluide en présence de particules rigides en mouvement, la méthode a connu de nombreux développements. En particulier, pour coupler les équations du fluide avec les mouvement de type solide rigide, la méthode a évolué en la méthode des domaines fictifs par multiplicateurs de Lagrange distribués (*Distributed Lagrange Multiplier Method*, DLM). Cette méthode est décrite dans Glowinski et al. [1999].

Méthode de la frontière immergée Historiquement, cette méthode présentée par [Peskin \[1972\]](#) dans le cadre de l'étude des écoulements sanguins autour des valves du cœur, a été la première à aborder le problème d'interaction fluide-solide en utilisant une méthode de type domaines fictifs.

Cette méthode, décrite plus tard dans [Peskin \[2002\]](#) où elle adopte le nom de *Immersed Boundary Method* (IBM), est très utilisée pour étudier l'interaction entre un fluide et des membranes ou des surfaces élastiques.

Dans cette méthode, le mouvement élastique d'une membrane est décrite par rapport aux variables eulériennes. La position de cette membrane est déterminée par des marqueurs lagrangiens, et son action sur le fluide est modélisée par une force volumique intégrée dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Le problème fluide est résolu sur une grille cartésienne. Les équations décrivant la méthode sont données ci-dessous.

Soit un domaine fluide Ω_f de masse volumique ρ_f et de viscosité dynamique η_f constantes dans tout le domaine et contenant une frontière immergée de masse nulle Γ_{sf} . La méthode IBM est résumée par le système d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_f \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) + \nabla p = \eta_f \nabla^2 \mathbf{v} + \mathbf{f} \end{array} \right. \quad (\text{II-52})$$

$$\mathbf{div} \mathbf{v} = 0 \quad (\text{II-53})$$

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}, t) = \int_{\Gamma_{sf}} \mathbf{F}(s, t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(s, t)) ds \quad (\text{II-54})$$

$$\frac{\partial \mathbf{X}(s, t)}{\partial t} = \mathbf{v}(\mathbf{X}(s, t), t) = \int_{\Omega_f} \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(s, t)) d\mathbf{x} \quad (\text{II-55})$$

$$\mathbf{F} = - \frac{DE}{D\mathbf{X}} \quad (\text{II-56})$$

où \mathbf{v} et p sont la vitesse et la pression du fluide et le vecteur \mathbf{x} représente les coordonnées d'un point matériel du fluide.

Les deux premières équations (II-52) et (II-53) correspondent aux équations de Navier-Stokes, et en l'absence de forces volumiques externes, \mathbf{f} y représente l'action de la membrane élastique sur le fluide. Cette force est calculée à partir de l'équation (II-54) où $\mathbf{X}(s, t)$ est la paramétrisation de Γ_{sf} au temps t exprimée suivant la coordonnée curviligne $0 \leq s \leq L$. L'équation (II-55) est l'équation de transport des marqueurs lagrangiens et décrit le mouvement de la membrane. Enfin, l'équation (II-56) est une estimation de la force exercée par la membrane en un point de coordonnée curviligne s où D est la dérivée au sens de Fréchet et E est l'énergie élastique de la membrane.

L'ensemble des équations est discrétisé par la méthode des différences finies. La méthode IBM

Chapitre II. Méthode de domaines fictifs pour l'interaction lithosphère-asthénosphère

est très utilisée dans l'étude de l'écoulement des biofluides (p. ex. le sang) lorsqu'il y a la présence de membranes immergées dans le fluide (p. ex. des valves) ou des parois élastiques (p. ex. les parois des veines). Elle a l'avantage de traiter directement le problème de couplage fluide-structure mais la structure immergée doit être de volume nul. Cette méthode est également limitée à l'ordre 1.

Méthode de l'interface immergée Cette méthode (*Immerded Interface Method*, IIM) a été initialement développée par [Leveque et Li \[1994\]](#) pour accroître l'ordre de la méthode IBM dans les problèmes elliptiques. Appliquée aux écoulements de Stokes en présence d'une membrane élastique [[Leveque et Li, 1997](#)], elle enrichit la méthode IBM en prenant en compte les sauts de champs physiques qu'il peut y avoir à travers la membrane. De ce fait, l'avantage de cette méthode est qu'elle permet de s'intéresser à la solution de part et d'autre de l'interface élastique. Les dérivées, calculées par des schémas aux différences finies, sont modifiées localement autour de l'obstacle pour prendre en compte les éventuels sauts de vitesse et de pression. La méthode est d'ordre supérieure ou égal à 2.

Méthode *Direct forcing* Dans cette méthode [[Verzicco et al., 2000](#)], à la différence des méthodes présentées ci-dessus, l'approche est discrète c'est-à-dire qu'elle est formulée à partir de l'équation discrétisée des équations de Navier-Stokes. Le schéma numérique est modifié au voisinage de la frontière immergée où est introduit un terme de forçage \mathbf{f} modélisant l'effort de la frontière immergée sur le fluide. Cette méthode est couplée à une méthode de prédiction-projection pour la résolution du problème en vitesse-pression : on calcule d'abord un champ de vitesse intermédiaire à partir de l'équation de conservation de la quantité de mouvement où l'on utilise le champ de pression au pas de temps précédent (étape de prédiction) puis on projette le champ de vitesse obtenu sur un espace à divergence nulle (étape de correction). Ci-dessous, la formulation générale de la méthode.

Soit une discrétisation spatiale du domaine Ω_f (grille cartésienne) et soit une discrétisation temporelle de l'équation de conservation de la quantité de mouvement sur ce domaine. La vitesse au temps t^{n+1} du i -ème nœud est donnée par :

$$\frac{\mathbf{v}_i^{n+1} - \mathbf{v}_i^n}{\Delta t} = \mathbf{RHS}_i^{n+1/2} + \mathbf{f}_i^{n+1/2} \quad (\text{II-57})$$

où $\mathbf{RHS}_i^{n+1/2}$ contient les termes convectifs, visqueux et le gradient de pression explicite. Δt est le pas de temps, \mathbf{v}_i^n et \mathbf{v}_i^{n+1} sont les vitesses au nœud i , respectivement, aux temps t^n et t^{n+1} . $\mathbf{f}_i^{n+1/2}$ est le terme de forçage introduit au nœud i .

Pour avoir $\mathbf{v}_i^{n+1} = \mathbf{v}_{s_i}^{n+1}$ où $\mathbf{v}_{s_i}^{n+1}$ est la vitesse d'un point de la frontière immergée Γ_{sf} coïncidant avec le nœud i du maillage fluide, on peut évaluer le terme de forçage par :

$$\mathbf{f}_i^{n+1/2} = -\mathbf{RHS}_i^{n+1/2} - \frac{\mathbf{v}_{s_i}^{n+1} + \mathbf{v}_i^n}{\Delta t} \quad (\text{II-58})$$

Les équations (II-57) et (II-58) permettent d'obtenir une prédiction du champ de vitesse, qu'il faut ensuite projeter dans l'espace à divergence nulle. L'inconvénient est que le champ de vitesse projeté ne respectera plus forcément la condition d'adhérence sur l'interface Γ_{sf} .

L'autre problème est que les équations (II-57) et (II-58) ne sont valables que si la frontière coïncide avec les nœuds de la grille fluide ce qui n'est généralement pas le cas. Il faut alors procéder à des interpolations des vitesses dans le schéma aux différences finies [voir Fadlun et al., 2000]. Suivant les méthodes d'interpolation, la méthode peut atteindre un ordre 2.

Autres méthodes Il existe de nombreuses autres méthodes appartenant à la famille des méthodes de domaines fictifs. On pourra citer la méthode Ghost-Cell [Tseng et Ferziger, 2003] ou la méthode de la frontière élargie [Maury, 2001]. Ces méthodes, ainsi que toutes les méthodes précédemment citées, se différencient de plusieurs manières : leur formulation est soit faite sur le problème continu (ex. : IBM) ou sur le problème discret (ex. : *Direct forcing method*), elles ne sont pas du même ordre (ex. : ordre 1 pour IBM et ordre supérieure ou égale à 2 pour la IIM), elles ne sont pas utilisées avec les mêmes méthodes numériques de résolution (la IBM est résolue avec la méthode des différences finies, la DLM est davantage combinée à la méthode des éléments finis), et, bien sûr, ne sont pas toutes utilisées pour les mêmes problèmes physiques. De plus, leur implémentation dans un code n'est pas de complexité équivalente. En général, plus la méthode est d'ordre élevée et/ou robuste, plus la complexité d'implémentation augmente.

Toutes les méthodes de domaines fictifs ont en commun de ne pas nécessiter l'utilisation de maillages conformes aux interfaces. Elles sont très utiles dans les cas d'interaction fluide-solide où le solide se déplace et subit de très grandes déformations, ce qui est le cas lorsqu'on modélise une subduction.

Le principal critère pour choisir une des méthodes pour ce travail a été de choisir une méthode qui ne demande qu'une relative complexité de mise en œuvre. Et ce, surtout, dans l'objectif d'aboutir à une méthode de couplage en 3D. De ce fait, s'inspirant de la MDF par multiplicateurs de Lagrange, nous avons opté pour une variante de celle-ci basée sur une discrétisation discrète de la frontière immergée que nous présentons dans la partie suivante.

3 Une méthode de domaines fictifs pour la résolution du problème fluide avec interface discrète

Dans le cadre de l'étude de la subduction, la plaque plongeante pénètre dans l'asthénosphère visqueuse et y est largement immergée au cours de son évolution. Par conséquent, nous pouvons considérer que nous sommes dans le cas schématisé en figure II.5. Pour faciliter la présentation détaillée de la méthode de domaines fictifs que nous avons utilisée nous considérons un problème scalaire en 2D, la démarche restant la même en 3D et pour l'équation de Stokes .

Reprenant le schéma figure II.5, nous définissons un champ scalaire \bar{w} dans le domaine Ω_f incluant en son sein un trou ou une inclusion Ω_s de forme quelconque. Nous admettons que le champ \bar{w} est connu sur $\Gamma_{sf} = \Omega_f \cap \Omega_s$ et Γ . Nous considérons un opérateur différentiel \mathcal{L} donné, une fonction connue \bar{f} et le problème linéaire à résoudre est le suivant :

$$\begin{cases} \mathcal{L}(\bar{w}) = \bar{f} & \text{dans } \Omega_f, \\ \bar{w} = w_0 & \text{sur } \Gamma, \\ \bar{w} = \bar{w}_{sf} & \text{sur } \Gamma_{sf}. \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{(II-59)} \\ \text{(II-60)} \\ \text{(II-61)} \end{array}$$

Comme indiqué dans la partie précédente, la philosophie des méthodes de domaines fictifs repose sur l'élargissement du problème initial au domaine étendu $\Omega = \Omega_f \cup \Omega_s$. La condition aux limites (II-61), initialement sur une frontière géométrique du domaine physique Ω_f , est désormais immergée dans le domaine élargi Ω . Le problème consiste alors à modifier l'équation (II-59) afin que le nouveau champ calculé w respecte l'ancienne condition de bord (II-61) sur la frontière immergée. Parmi les MDF combinées à la MEF, la plus couramment utilisée est la méthode de domaines fictifs par multiplicateurs de Lagrange que nous présentons ci-dessous avant de présenter la méthode que nous avons développée.

3.1 Méthode de domaines fictifs par multiplicateurs de Lagrange

La méthode de domaines fictifs par multiplicateurs de Lagrange proposée par Glowinski et al. [1994] a été développée pour imposer des conditions aux limites de Dirichlet sur une frontière immergée. L'application à un écoulement de Navier-Stokes avec une inclusion rigide est réalisée dans Glowinski et al. [1995].

II.3 Une méthode de domaines fictifs pour la résolution du problème fluide avec interface discrète

Reprenons le problème (II-59)-(II-60) étendu au domaine Ω définissant le nouveau problème à résoudre. Nous voulons forcer le champ w , solution du problème étendu, à respecter la condition (II-61) sur la frontière fictive au moyen de multiplicateurs de Lagrange. Le problème d'optimisation à résoudre sur Ω est alors :

$$\inf_{w \in [H_0^1(\Omega)]} \sup_{\lambda \in [L^2(\Gamma_{sf})]} \mathcal{J}^*(w, \lambda) \quad (\text{II-62})$$

où

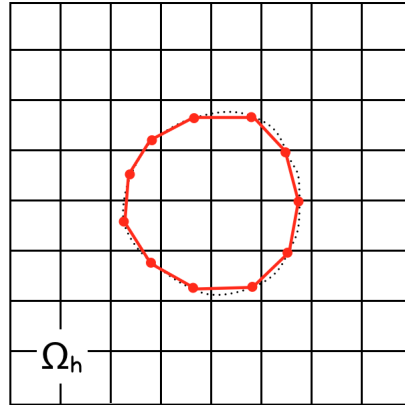
$$\mathcal{J}^*(w, \lambda) = \mathcal{J}(w) - \int_{\Gamma_{sf}} \lambda \cdot (w - w_{sf}) \, d\Gamma \quad (\text{II-63})$$

où \mathcal{J} est la fonctionnelle du problème (II-59) étendu.

Deux inconnues w et λ sont à déterminer et nous voulons résoudre le problème de façon discrète par la méthode des éléments finis.

La frontière immergée est discrétisée par un ensemble d'éléments de surface et cette discrétisation est indépendante du maillage de fond (ou de volume) utilisé pour résoudre le problème (II-62)-(II-63) discrétisé. Le passage au problème discret peut être représenté par la figure II.6.

FIGURE II.6 – Schéma de la discrétisation utilisée (maillage de volume en noir, discrétisation de la frontière immergée en rouge) pour la méthode de domaines fictifs avec multiplicateurs de Lagrange.



Exemple illustratif Illustrons à présent cette méthode à l'aide d'un problème simple, l'équation de Poisson, par exemple l'équation de la chaleur stationnaire. Dans ce cas, dans l'équation (II-59), l'opérateur \mathcal{L} est l'opérateur laplacien Δ , le champ scalaire défini sur Ω_f est la température notée \bar{T} et \bar{f} est une fonction connue. Le problème à résoudre est :

$$\begin{cases} \Delta \bar{T} = \bar{f} & \text{dans } \Omega_f, \end{cases} \quad (\text{II-64})$$

$$\begin{cases} \bar{T} = T_0 & \text{sur } \Gamma, \end{cases} \quad (\text{II-65})$$

$$\begin{cases} \bar{T} = T_{sf} & \text{sur } \Gamma_{sf}, \end{cases} \quad (\text{II-66})$$

Chapitre II. Méthode de domaines fictifs pour l'interaction lithosphère-asthénosphère

Nous étendons le problème (II-64)-(II-65) au domaine $\Omega = \Omega_f \cup \Omega_s$ et utilisons des multiplicateurs de Lagrange afin d'imposer la condition (II-66). Le problème d'optimisation associé s'écrit :

$$\inf_{T \in [H_0^1(\Omega)]} \sup_{\lambda \in [L^2(\Gamma_{sf})]} \mathcal{J}^*(T, \lambda) \quad (\text{II-67})$$

où

$$\mathcal{J}^*(T, \lambda) = \frac{1}{2} \int_{\Omega} |\nabla T|^2 d\Omega - \int_{\Omega} f T d\Omega - \int_{\Gamma_{sf}} \lambda \cdot (T - T_{sf}) d\Gamma \quad (\text{II-68})$$

La formulation variationnelle du problème devient :

trouver $T \in \mathcal{T}_{adm}$ et $\lambda \in H^{-1/2}(\Gamma_{sf})$ vérifiant

$$\begin{cases} \int_{\Omega} \nabla^T T \nabla \hat{T} d\Omega - \int_{\Gamma_{sf}} \lambda \hat{T} d\Gamma = \int_{\Omega} f \hat{T} d\Omega & \forall \hat{T} \in \mathcal{T}_{adm}^0 \\ - \int_{\Gamma_{sf}} T \hat{\lambda} d\Gamma = - \int_{\Gamma_{sf}} T_{sf} \hat{\lambda} d\Gamma & \forall \hat{\lambda} \in H^{-1/2}(\Gamma_{sf}) \end{cases} \quad (\text{II-69})$$

$$\quad (\text{II-70})$$

La discrétisation par la méthode des éléments finis de Galerkin de la formulation variationnelle est effectuée de manière classique. Pour ce faire, nous considérons un maillage contenant N nœuds, discrétisation du domaine Ω (maillage de fond), et une discrétisation de la frontière Γ_{sf} contenant n_{sf} nœuds. Nous définissons les fonctions d'interpolation ϕ et ψ pour, respectivement, le champ T et les multiplicateurs de Lagrange λ . La formulation variationnelle discrète s'écrit alors sous la forme du système d'équations suivant :

$$\left\{ \sum_j \left(\int_{\Omega} \nabla^T \phi_i \nabla \phi_j d\Omega \right) T_j - \sum_k \left(\int_{\Gamma_{sf} \cap \Omega} \phi_i \psi_k d\Gamma \right) \lambda_k = \int_{\Omega} \phi_i f d\Omega \quad \forall i \in 1, \dots, N \right. \quad (\text{II-71})$$

$$\left. - \sum_j \left(\int_{\Gamma_{sf} \cap \Omega} \psi_k \phi_j d\Gamma \right) T_j = - \left(\int_{\Gamma_{sf} \cap \Omega} \psi_k T_{sf} d\Gamma \right) \quad \forall k \in 1, \dots, N_{sf} \right. \quad (\text{II-72})$$

Cette illustration montre la difficulté de cette méthode. En effet, la formulation du problème discret implique le calcul d'intégrales nécessitant de déterminer l'intersection entre le maillage surfacique, support des multiplicateurs de Lagrange, et le maillage de fond (de volume). Bien qu'envisageable en 2D, l'implémentation de la méthode en 3D (maillage surfacique en triangles par exemple et maillage de fond constitué d'hexaèdres) s'avère d'une grande complexité.

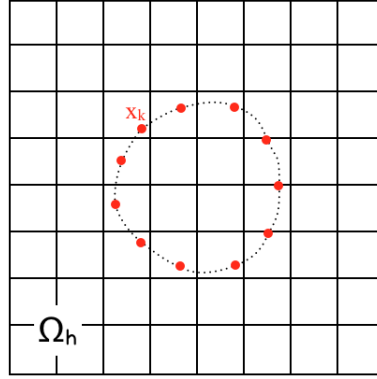
De plus, nous pouvons noter que Glowinski et al. [1994] montrent qu'il existe une restriction sur le rapport de taille entre les maillages. Ainsi, il faut choisir une taille d'éléments pour le maillage surfacique environ 1,5 fois supérieure à la taille des éléments du maillage de volume.

3.2 Méthode de domaines fictifs avec sources ponctuelles

Dans cette version de méthode de domaines fictifs, l'idée est d'imposer la condition $w = w_{sf}$ sur Γ_{sf} en introduisant des termes sources ponctuels. A l'instar de [Bertrand et al. \[1997\]](#), qui ont utilisé une distribution ponctuelle des multiplicateurs de Lagrange, nous avons développé une MDF qui ne nécessite pas de calcul d'intersection entre les maillages. De plus, une des nouveautés de notre méthode de domaines fictifs est qu'elle est établie à partir de la formulation discrète du problème. Considérons donc une discrétisation Ω_h du domaine Ω (figure II.7).

FIGURE II.7

— Schéma de la discrétisation utilisée (maillage de volume en noir, discrétisation de la frontière immergée en rouge) pour la méthode de domaines fictifs avec sources ponctuelles.



En l'absence de tout obstacle, la formulation éléments finis correspondant au problème (II-59)-(II-60) étendu à Ω puis discrétisé (Ω_h) est de la forme :

$$\mathbf{K}\mathbf{W} = \mathbf{F}_0 \quad (\text{II-73})$$

où $\mathbf{W} \in \mathbb{R}^N$ est le vecteur des inconnues nodales, $\mathbf{F}_0 \in \mathbb{R}^N$ est le vecteur de chargement nodal sur Γ , N le nombre de nœuds du maillage Ω_h , et \mathbf{K} la matrice de rigidité $N \times N$. Nous supposons, en outre, \mathbf{K} symétrique et inversible.

Nous définissons un nombre n_{sf} de points $\mathbf{x}_k \in \mathbb{R}^2$ ($k = 1, \dots, n_{sf}$) sur la frontière Γ_{sf} , formant un maillage indépendant du maillage de fond. Ces points sont appelés par la suite des « points de contrôle ». L'approximation par la méthode des éléments finis de w en chaque point \mathbf{x}_k s'écrit :

$$w(\mathbf{x}_k) = \sum_{i=1}^N \phi_i(\mathbf{x}_k) W_i = (\Phi \mathbf{W})_k \quad (\text{II-74})$$

avec ϕ_i la fonction d'interpolation au nœud i , W_i la i -ème composante de \mathbf{W} , et Φ la matrice $n_{sf} \times n_{sf}$ contenant les valeurs $\phi_i(\mathbf{x}_k)$. Pour forcer la solution $w(\mathbf{x}_k)$ à être « proche de » $w_{sf}(\mathbf{x}_k)$

Chapitre II. Méthode de domaines fictifs pour l'interaction lithosphère-asthénosphère

sur Γ_{sf} , nous ajoutons un terme additionnel au second membre de l'équation matricielle (II-73) :

$$\mathbf{K}\mathbf{W} = \mathbf{F}_0 + \mathbf{F}(q) \quad (\text{II-75})$$

où l'on nomme q une fonction source définie sur Γ_{sf} .

Étant donné que le champ \mathbf{w}_{sf} n'est pas nécessairement consistant avec le problème (II-59) (dans notre cas le problème linéaire à résoudre est le problème de Stokes incompressible et \mathbf{w}_{sf} correspond à la vitesse du solide en sa frontière qui, généralement, n'est pas conforme avec la condition d'incompressibilité du milieu fluide), nous imposons la condition sur Γ_{sf} au sens des moindres carrés. Le problème à résoudre consiste donc à minimiser la fonctionnelle suivante :

$$J(q) = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{n_{sf}} (w(\mathbf{x}_k) - w_{sf}(\mathbf{x}_k))^2 = \frac{1}{2} \|\Phi\mathbf{W} - \mathbf{w}_{sf}\|^2 \quad (\text{II-76})$$

où \mathbf{W} est solution de (II-75) et $\mathbf{w}_{sf} = (w_{sf}(\mathbf{x}_1), \dots, w_{sf}(\mathbf{x}_{n_{sf}}))$.

Il reste alors à définir une paramétrisation pour la fonction source q . Le choix le plus simple consiste à définir une distribution ponctuelle aux n_{sf} points de contrôle \mathbf{x}_k . Nous avons alors $q(\mathbf{x}) = \sum_k q_k \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_k)$, où δ est la fonction de Dirac. Le vecteur des sources assemblées $\mathbf{F}(q)$ s'écrit simplement :

$$\mathbf{F}(q) = \Phi^T \mathbf{q} \quad (\text{II-77})$$

où $\mathbf{q} = (q_1, \dots, q_{n_{sf}})$.

Pour déterminer les sources nous devons donc résoudre :

$$\nabla J(\mathbf{q}) = (\Phi\mathbf{K}^{-1}\Phi^T)^T (\Phi\mathbf{W} - \mathbf{w}_{sf}) = 0 \quad (\text{II-78})$$

que nous pouvons réécrire en utilisant (II-75) et (II-77) :

$$(\Phi\mathbf{K}^{-1}\Phi^T)^T (\Phi\mathbf{K}^{-1}\mathbf{F}_0 + \Phi\mathbf{K}^{-1}\Phi^T \mathbf{q} - \mathbf{w}_{sf}) = 0 \quad (\text{II-79})$$

De plus, nous admettons que la matrice $\Phi\mathbf{K}^{-1}\Phi^T$ est définie et, dès lors, les termes sources sont déterminés à partir du système de taille n_{sf} suivant :

$$\mathbf{s}\mathbf{q} = \mathbf{w}_{sf} - \mathbf{w}_0 \quad (\text{II-80})$$

avec $\mathbf{s} = \Phi\mathbf{K}^{-1}\Phi^T$, et $\mathbf{w}_0 = \Phi\mathbf{K}^{-1}\mathbf{F}_0$.

II.3 Une méthode de domaines fictifs pour la résolution du problème fluide avec interface discrète

En assemblant ces termes selon (II-77) et en injectant les forces nodales dans (II-75), nous obtenons finalement la solution du problème avec obstacle.

Remarque : Considérons à nouveau l'équation (II-78). En admettant que le produit $\Phi K^{-1} \Phi^T$ est défini, nous avons :

$$\Phi W = w_{sf} \quad (\text{II-81})$$

La détermination des sources et le calcul de la solution avec obstacle peut être exprimée (en utilisant (II-75) et (II-81)) un seul système de taille $\tilde{N} = N + n_{sf}$ tel que :

$$AX = \tilde{F} \quad (\text{II-82})$$

avec $A = \begin{bmatrix} K & \Phi^T \\ \Phi & 0 \end{bmatrix}$, $X = \begin{pmatrix} W \\ -q \end{pmatrix}$ et $\tilde{F} = \begin{pmatrix} F_0 \\ w_{sf} \end{pmatrix}$

Nous pouvons remarquer que le complément de Schur \tilde{s} de la matrice A correspond à la matrice utilisée dans l'équation (II-80) ($\tilde{s} = -s$).

À ce stade, nous pouvons effectuer plusieurs remarques concernant la MDF en vue de son utilisation dans le cadre d'un couplage fluide-solide :

- Dans une application au couplage fluide-solide, le champ w est la vitesse du fluide et $-q$ correspond à l'effort visqueux distribué exercé par le fluide sur la frontière du solide Γ_{sf} . De plus, si les x_k points de contrôle correspondent à des noeuds du maillage, les $-q_k$ valeurs déterminées par (II-80) correspondent à des forces nodales assemblées sur le maillage solide.
- Dans les applications envisagées, nous avons généralement $n_{sf} \ll \tilde{N}$. Par conséquent, le système (II-80) à résoudre pour déterminer les sources (c.-à-d. les efforts du fluide sur le solide) est de « petite taille » vis-à-vis de la taille du système (II-75).

Exemple illustratif Afin de faire l'analogie avec la méthode des domaines fictifs par multiplicateurs de Lagrange, nous considérons à nouveau le problème (II-67)-(II-68) dont la formulation variationnelle est donnée par (II-69)-(II-70). Soit une distribution discrète (ponctuelle) des multiplicateurs de Lagrange :

$$\lambda(x) = \sum_k \delta(x - x_k) \lambda_k \quad (\text{II-83})$$

où δ est la fonction de Dirac définie par :

$$\delta(x - x_k) = \begin{cases} \infty & \text{si } x = x_k \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{II-84})$$

Dans le cas d'une distribution discrète des multiplicateurs de Lagrange, la formulation variationnelle discrétisée du problème (II-67)-(II-68) s'écrit :

$$\begin{cases} \sum_j \left(\int_{\Omega} \nabla^T \phi_i \nabla \phi_j d\Omega \right) T_j - \sum_k \phi_i \lambda_k = \int_{\Omega} \phi_i f d\Omega & \forall i \in 1, \dots, N \\ - \sum_j \phi_j T_j = -T_{sf} & \forall k \in 1, \dots, N_{sf} \end{cases} \quad (\text{II-85})$$

$$(\text{II-86})$$

Nous retrouvons ainsi le système (II-82) auquel nous aboutissons par la méthode de domaines fictifs avec sources ponctuelles (avec $\lambda_k = q_k$).

Pour aller plus loin, nous nous proposons d'étudier un cas particulier du problème (II-64)-(II-65)-(II-66) tel que :

$$\begin{cases} \Delta \bar{T} = 100 & \text{dans } \Omega_0, \\ \bar{T} = 0 & \text{sur } \Gamma_1, \\ \bar{T} = 2 & \text{sur } \Gamma_2, \end{cases} \quad (\text{II-87})$$

$$(\text{II-88})$$

$$(\text{II-89})$$

Ce problème est résolu par la méthode des domaines fictifs standard dans le domaine Ω_0 , et par la méthode des domaines fictifs dans un domaine étendu $\Omega = \Omega_0 \cup \Omega_1$ puis dans autre domaine étendu $\Omega' = \Omega_0 \cup \Omega_1 \cup \Omega_2$ (voir figure II.8a). Les maillages respectifs utilisés sont représentés figures II.8b, II.8c et II.8d.

Nous représentons fig. II.9 les solutions numériques du problème (II-87)-(II-88)-(II-89) obtenues par la méthode des éléments finis standard (figure II.9a) et par la méthode des domaines fictifs avec sources ponctuelles (figure II.9b1 : résolution dans Ω ; figures II.9c1 : résolution dans Ω'). Une comparaison qualitative des solutions numériques obtenues par les différentes approches montre une bonne similarité du champ T dans Ω_0 (figures II.9a, II.9b2 et II.9c2).

II.3 Une méthode de domaines fictifs pour la résolution du problème fluide avec interface discrète

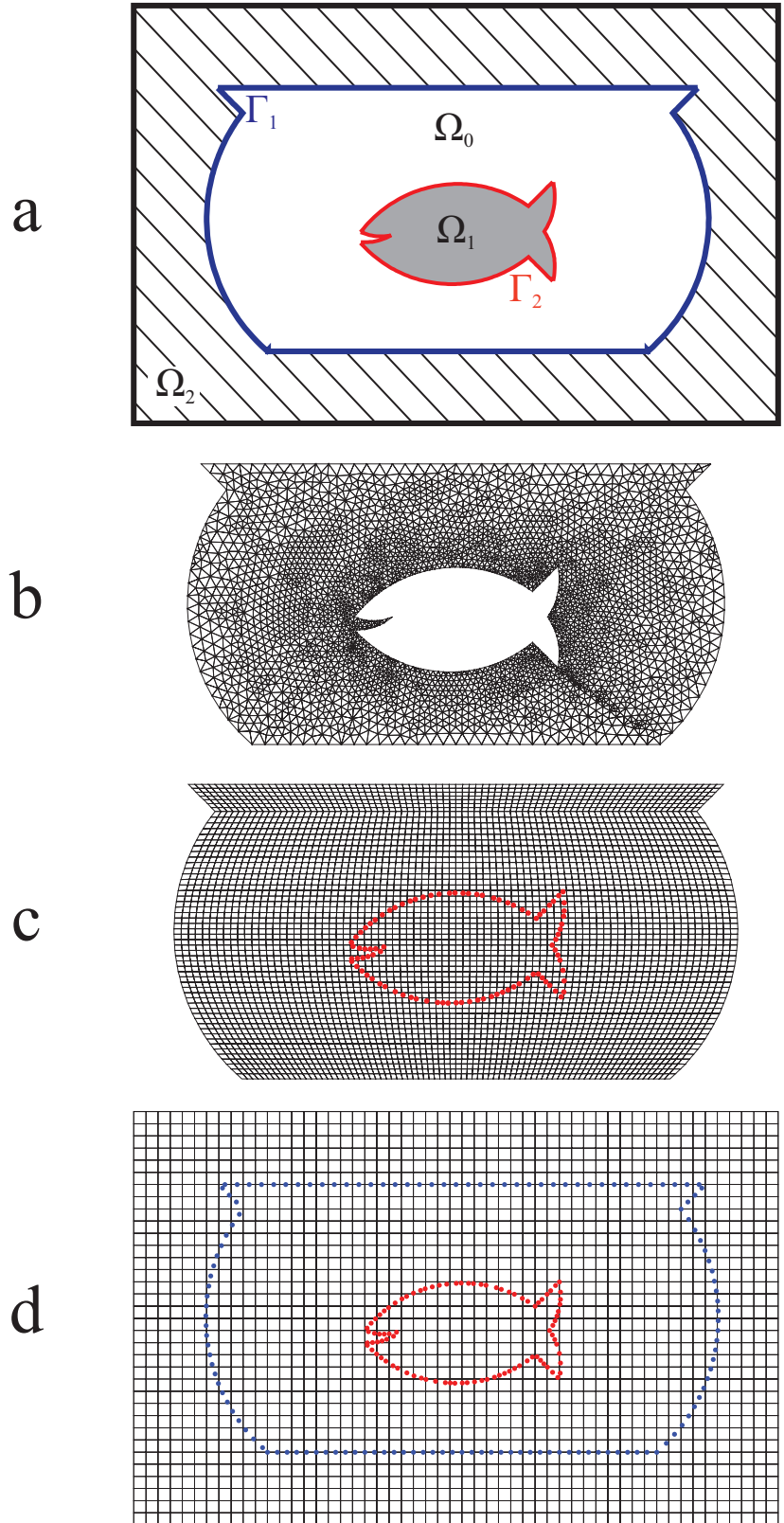


FIGURE II.8 – **a)** Schéma du problème (II-87)-(II-88)-(II-89) et des différents domaines de calcul utilisés pour la résolution numérique. **b)** Maillage du domaine Ω_0 utilisé pour la résolution par la MEF standard. **c)** Maillage du domaine $\Omega = \Omega_0 \cup \Omega_1$ utilisé pour une résolution par la MDF. **d)** Maillage du domaine $\Omega' = \Omega_0 \cup \Omega_1 \cup \Omega_2$ utilisé pour une seconde résolution par la MDF.

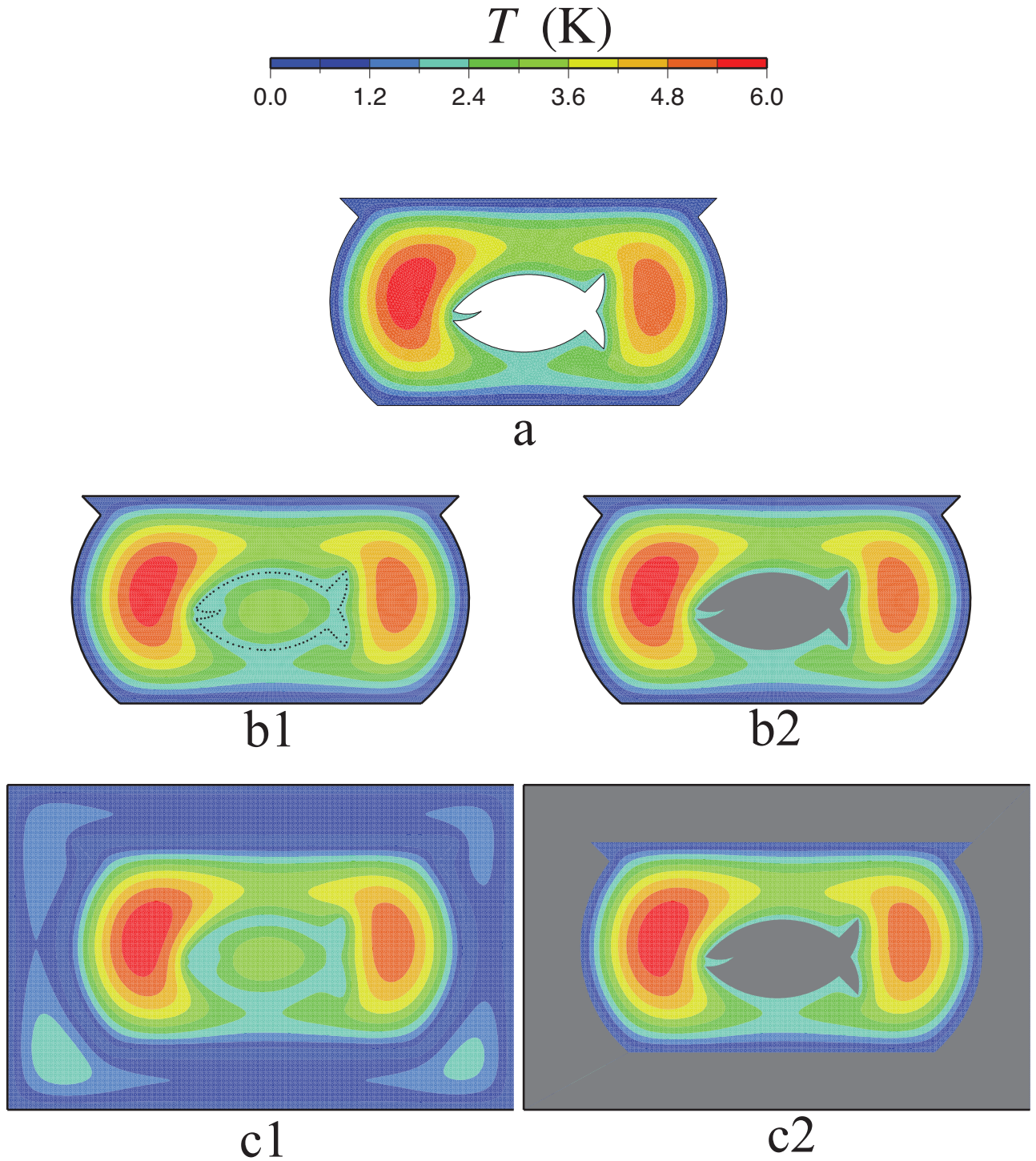


Figure II.9 – Champs de température obtenus avec trois méthodes de résolution. **a)** Résolution dans le domaine Ω_0 obtenue avec la MEF standard. **b1)** Résolution dans le domaine Ω obtenue avec la MDF. **b2)** Résolution dans le domaine Ω obtenue avec la MDF où n'apparaît que la solution dans Ω_0 . **c1)** Résolution dans le domaine Ω' obtenue avec la MDF. **c2)** Résolution dans le domaine Ω' obtenue avec la MDF où n'apparaît que la solution dans Ω_0 .

4 Stratégie de couplage des solveurs fluide et solide

Pour le problème solide, nous utilisons le code ADELI et la méthode de domaines fictifs avec sources ponctuelles pour résoudre le problème de Stokes en présence d'une frontière immergée. Dans cette partie nous décrivons la stratégie de couplage utilisée.

4.1 Présentation générale de la stratégie

Nous rappelons que le domaine solide Ω_s est discrétisé avec un maillage en éléments finis contenant N_l nœuds, et que la frontière immergée entre le fluide et le solide Γ_{sf} est discrétisée en n_{sf} nœuds. Le domaine $\Omega = \Omega_f \cup \Omega_s$ discrétisé contient N nœuds. L'état du solide au temps t^{n+1} est calculé suivant (II-25), (II-26) et (II-27). Pour le schéma de couplage nous distinguons le vecteur des efforts externes \mathbf{F}_{ext} de la réaction du fluide sur le solide. Cette dernière est calculée aux n_{sf} nœuds de la frontière immergée Γ_{sf} et assemblée dans le vecteur \mathbf{F}_{fs} .

Comme nous l'avons vu dans la [partie II.3](#), les sources (p. ex. la réaction du fluide sur le solide) dépendent de la vitesse du solide en sa frontière immergée. Ainsi, dans un schéma explicite de couplage, la réaction du fluide peut être évaluée au pas de temps t^n . Cependant, l'expérience nous a montré que ce schéma de couplage, plus simple à mettre en œuvre, conduit à d'importantes instabilités numériques. Pour établir un schéma semi-explicite, nous introduisons donc la réaction inconnue \mathbf{F}_{sf}^{n+1} au temps t^{n+1} dépendant directement de la vitesse du solide $\dot{\mathbf{U}}^{n+1}$. Nous utilisons un algorithme du type prédiction-correction pour calculer cette réaction que nous détaillons ci-dessous.

Nous modifions l'équation (II-26) afin de faire apparaître la réaction du fluide de la façon suivante :

$$\dot{\mathbf{U}}^{n+1/2} = \dot{\mathbf{U}}_{libre}^{n+1/2} + \Delta t \mathbf{M}^{-1} \mathbf{F}_{sf}^{n+1} \quad (\text{II-90})$$

où $\dot{\mathbf{U}}_{libre}^{n+1/2}$ sont les vitesses nodales « libres » en l'absence de réaction du fluide. Elles sont données par :

$$\dot{\mathbf{U}}_{libre}^{n+1/2} = \dot{\mathbf{U}}^{n-1/2} + \Delta t \mathbf{M}^{-1} [\mathbf{F}_{int}^n + \mathbf{F}_{ext}^n - \mathbf{C}^n] \quad (\text{II-91})$$

L'équation (II-90) peut être réécrite pour les n_{sf} nœuds de Γ_{sf} :

$$\dot{\mathbf{u}}^{n+1/2} = \dot{\mathbf{u}}_{libre}^{n+1/2} + \Delta t \mathbf{m}^{-1} \mathbf{F}_{sf}^{n+1} \quad (\text{II-92})$$

où $\dot{\mathbf{u}}^{n+1/2} = \mathbf{L} \dot{\mathbf{U}}^{n+1/2}$, $\dot{\mathbf{u}}_{libre}^{n+1/2} = \mathbf{L} \dot{\mathbf{U}}_{libre}^{n+1/2}$, $\mathbf{m}^{-1} = \mathbf{L} \mathbf{M}^{-1}$ et \mathbf{L} est une matrice booléenne de

Chapitre II. Méthode de domaines fictifs pour l'interaction lithosphère-asthénosphère

taille $n_{sf} \times N_s$ (matrice d'extraction). Soit \mathbf{q} le vecteur des réactions nodales assemblées sur les n_{sf} nœuds de la frontière immergée tel qu'il est défini par l'équation (II-73), les forces fluides \mathbf{F}_{sf}^{n+1} s'exerçant sur le maillage solide s'écrivent :

$$\mathbf{F}_{sf}^{n+1} = \mathbf{L}^T(-\mathbf{q}^{n+1}) \quad (\text{II-93})$$

où les termes sources \mathbf{q}^{n+1} , selon (II-80), sont donnés par :

$$\mathbf{s}^{n+1} \mathbf{q}^{n+1} = \dot{\mathbf{u}}^{n+1/2} - \mathbf{v}_{f_0} \quad (\text{II-94})$$

où $\mathbf{s}^{n+1} = \mathbf{\Phi}^{n+1} \mathbf{K}_f^{-1} \mathbf{\Phi}^{n+1T}$.

Le problème du couplage peut se mettre dans un grand système réunissant (II-82) et (II-92) :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{K} & \mathbf{\Phi}^{n+1T} & \mathbf{0} \\ \mathbf{\Phi}^{n+1} & \mathbf{0} & -\mathbf{I} \\ \mathbf{0} & -\mathbf{L}^T & \frac{1}{\Delta t} \mathbf{m} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{V}^{n+1} \\ -\mathbf{q}^{n+1} \\ \dot{\mathbf{u}}^{n+1/2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{F}_0 \\ \mathbf{0} \\ \frac{1}{\Delta t} \mathbf{m} \dot{\mathbf{u}}_{libre}^{n+1/2} \end{pmatrix} \quad (\text{II-95})$$

où \mathbf{K}_f est la matrice de Stokes, \mathbf{V}_f^{n+1} le vecteur des vitesses nodales du maillage fluide, \mathbf{F}_0 la charge nodal sans obstacle du fluide, \mathbf{I} la matrice identité, et \mathbf{m} la matrice des masse nodales des n_{sf} points de contrôle.

Il faudrait donc résoudre ce système à chaque pas de temps pour traiter le couplage numériquement. Cependant, la taille importante de ce système (imposée dans notre cas par la taille de la grille de résolution de Stokes) peut affecter les performances de temps de calcul de la méthode. Cela est d'autant plus vrai dans notre cas puisque pour résoudre le problème solide nous recourons à la méthode de relaxation dynamique qui nécessite l'utilisation de pas de temps « suffisamment petits ».

À partir du système (II-95), et par élimination des inconnues \mathbf{V}_f^{n+1} et \mathbf{q}^{n+1} , nous pouvons déterminer la vitesse du solide à partir de la vitesse libre calculée par (II-91), en résolvant à chaque pas de temps le système de taille $n_{sf} \times n_{sf}$ suivant :

$$(\mathbf{s}^{n+1} \mathbf{m} + \Delta t \mathbf{I}) \dot{\mathbf{u}}^{n+1/2} = \mathbf{s}^{n+1} \mathbf{m} \dot{\mathbf{u}}_{libre}^{n+1/2} + \Delta t \mathbf{v}_{f_0} \quad (\text{II-96})$$

4.2 Algorithme du couplage

La stratégie que nous avons adoptée pour coupler le solveur solide ADELI avec un solveur fluide utilisant une méthode de domaines fictifs peut être résumée par l'algorithme suivant :

1. Initialisation : définir les maillages initiaux du domaine solide Ω_s^0 et du domaine fictif Ω (qui restera fixe). Définir l'état initial du solide $(\mathbf{U}^0, \dot{\mathbf{U}}^0, \boldsymbol{\sigma}^0)$ et l'état initial du fluide $(\mathbf{V}^0, \mathbf{q}^0 = 0)$.
2. Assembler et factoriser la matrice de Stokes \mathbf{K} du problème fictif.
3. Incrémenter le pas de temps : $t^{n+1} = t^n + \Delta t$.
4. Étape de prédiction : calculer les vitesses libres du solide $\dot{\mathbf{U}}_{libre}^{n+1/2}$ à partir de (II-91).
5. Extraire les vitesses prédites $\dot{\mathbf{u}}_{libre}^{n+1/2}$ aux n_{sf} nœuds de frontière solide sur Γ_{sf} .
6. Construire la matrice \mathbf{s}^{n+1} et calculer les termes sources sur les n_{sf} points de contrôle à partir de (II-94) en utilisant les vitesses prédites $\dot{\mathbf{u}}_{libre}^{n+1/2}$.
7. Calculer la solution fluide (optionnel) en résolvant le problème de Stokes :

$$\mathbf{K}\mathbf{V}_f^{n+1} = \mathbf{F}_0 + \boldsymbol{\Phi}^{n+1T} \mathbf{q}^{n+1}$$

8. Étape de correction : corriger les vitesses et positions des n_{sf} nœuds de couplage en utilisant (II-96).
9. Mettre à jour l'état de contrainte $\boldsymbol{\sigma}^{n+1}$ du solide, assembler les nouveaux vecteurs de forces internes et externes \mathbf{F}_{int}^{n+1} , \mathbf{F}_{ext}^{n+1} , et le vecteurs contenant les forces d'interaction fluide-solide avec (II-93).
10. $n \leftarrow n + 1$ et aller à 3.

Pour résumer, les avantages majeurs de notre méthode de domaines fictifs sont :

- L'utilisation d'une grille cartésienne fixe permet de s'affranchir des limitations des méthodes de couplage avec maillages conformes aux interfaces du fait des déformations importantes du milieu fluide.

- Le domaine fluide (ou la frontière immergée) peut avoir une géométrie complexe.
- L'utilisateur peut définir quels points de la frontière du solide sont couplés avec le fluide tout comme il peut définir s'ils le sont en simple ou double sens. Par exemple, dans notre application à l'interaction lithosphère-asthénosphère, nous voulons que la surface supérieure des plaques soit « libre » et donc pas couplée avec le fluide. Il s'agit d'un avantage majeur de la méthode.
- La transposition au 3D n'implique pas, outre l'augmentation des temps de calcul, de difficulté supplémentaire ce qui constitue le deuxième avantage important de notre méthode.

La méthode de domaines fictifs avec sources ponctuelles présente toutefois certains inconvénients :

- Comme nous le voyons ultérieurement, il s'agit d'une méthode d'ordre 1.
- La méthode de domaines fictifs est uniquement utilisée pour résoudre la partie fluide du problème d'interaction. Par conséquent, la description lagrangienne utilisée pour résoudre l'évolution des corps solides peut tout de même impliquer le recours à des techniques de remaillage en cas de très grandes déformations.
- Dans notre stratégie de couplage, pour chaque point de contrôle, nous devons calculer le produit $\mathbf{K}^{-1}\Phi^T$. Cela se traduit par un grand nombre de systèmes linéaires à résoudre, ce qui peut augmenter considérablement les temps de calculs si le nombre de points de contrôle est conséquent.

4.3 Spécificités numériques du traitement du couplage pour la subduction

Notre procédure de couplage, utilisée dans le cadre de l'interaction lithosphère-manteau en contexte de subduction, peut être utilisée en adoptant certaines simplifications/modifications spécifiques que nous exposons ci-dessous.

4.3.1 Gestion des forces volumiques

Dans l'équation (II-10) du problème fluide, nous pouvons utiliser le changement de variable pour la pression :

$$p^{dyn} = p - \rho_f \mathbf{g} \quad (\text{II-97})$$

pour aboutir à un problème de Stokes sans forces de volume :

$$\mathbf{div} \boldsymbol{\tau} + \nabla p^{dyn} = \mathbf{0} \quad \text{dans } \Omega_f^t \quad (\text{II-98})$$

Dans la suite, nous utilisons p pour désigner la pression dynamique p^{dyn} . Toutefois, la pression lithostatique p_{litho} éliminée de l'équation de Stokes est bien entendu à prendre en compte dans l'expression des réactions du fluide sur le solide.

4.3.2 Pression lithostatique

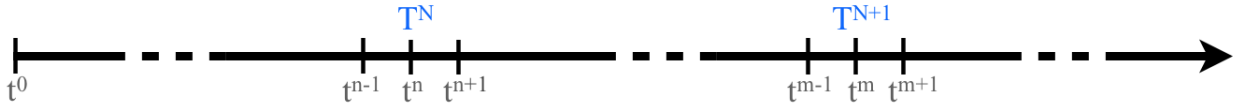
Pour le calcul de la pression lithostatique, nous considérons un manteau compressible dont le module de compressibilité β , égal à celui des plaques, est constant quelle que soit la profondeur. L'expression de la pression lithostatique à une profondeur z quelconque est [Hassani et al., 1997] :

$$p_{litho}(z) = -\frac{1}{\beta} \log(1 - \beta \rho_a^0 (z - z_h) |g|) \quad (\text{II-99})$$

où z_h est la profondeur du niveau hydrostatique, ρ_a^0 est la masse volumique du manteau à $z = z_h$ et g est la norme de l'accélération de pesanteur.

4.3.3 Pas de temps de couplage

pas de temps de couplage



pas de temps du solveur solide

Figure II.10 – Pas de temps de couplage $\Delta T = T^{N+1} - T^N$ (en bleu) et pas de temps du solveur solide $\Delta t = t^{n+1} - t^n$ (en gris) représentés schématiquement.

L'utilisation d'un schéma explicite en temps pour la résolution du problème pseudo-dynamique (II-24) nécessite l'utilisation de pas de temps très petits au regard du temps de l'expérience. Typiquement, dans nos expériences, nous choisissons des pas de temps $\Delta t \sim 10 - 100$ a. Les vitesses en jeu étant de l'ordre du cm/an, les déplacements entre deux pas de temps successifs sont de l'ordre du mètre. Par conséquent, nous pouvons considérer que pendant un certain nombre de pas de temps du solveur solide, les plaques lithosphériques ne se déplacent que très peu.

Aussi, nous effectuons une approximation de la position des points de contrôle (et des fonctions d'interpolation contenues dans Φ) en considérant qu'elle reste sensiblement la même pendant un grand nombre de pas de temps Δt .

Chapitre II. Méthode de domaines fictifs pour l'interaction lithosphère-asthénosphère

Dès lors, nous découplons le pas de temps du solveur solide Δt du pas de temps de couplage ΔT suivant le schéma fig. II.10. Nous supposons donc $\mathbf{s}^n = \mathbf{s}^{n+1} = \dots = \mathbf{s}^{m-1} = \mathbf{s}^N$ et la matrice servant à la correction ((II-96)) n'est recalculée qu'au pas de temps T^{N+1} .

Pour rendre la stratégie de couplage efficiente, nous utilisons donc l'algorithme de couplage :

1. Initialisation : définir les maillages initiaux du domaine solide Ω_s^0 et du domaine fictif Ω (qui restera fixe). Définir l'état initial du solide $(\mathbf{U}^0, \dot{\mathbf{U}}^0, \boldsymbol{\sigma}^0)$ et l'état initial du fluide $(\mathbf{V}^0, \mathbf{q}^0 = 0)$.
2. Incrémenter le pas de temps : $t^{n+1} = t^n + \Delta t$.
3. Étape de prédiction : calculer les vitesses libres du solide $\dot{\mathbf{U}}_{libre}^{n+1/2}$ à partir de (II-91).
4. Extraire les vitesses prédites $\dot{\mathbf{u}}_{libre}^{n+1/2}$ aux n_{sf} nœuds de frontière solide sur Γ_{sf} .
5. Si pas de temps de couplage ($t^{n+1} = T^N$) : Assembler la matrice du système de couplage (II-95). Sinon aller à 8.
6. Résoudre le système (II-95)
7. Calculer le complément de Schur s^N de la grande matrice de couplage. Aller à 9.
8. Étape de correction : corriger les vitesses et positions des n_{sf} nœuds de couplage en utilisant (II-96) avec $s^{n+1} = s^N$, calculée au dernier pas de temps de couplage.
9. Mettre à jour l'état de contrainte $\boldsymbol{\sigma}^{n+1}$ du solide, assembler les nouveaux vecteurs de forces internes et externes \mathbf{F}_{int}^{n+1} , \mathbf{F}_{ext}^{n+1} , et le vecteurs contenant les forces d'interaction fluide-solide avec (II-93).
10. $n \leftarrow n + 1$ et aller à 2.

Ce découplage des pas de temps et le nouvel algorithme présenté ci-dessus ont deux avantages principaux :

- La réduction du nombre de couplages nous permet un gain de temps de calcul. En effet, durant les pas de temps qui ne sont pas des pas de temps de couplage, nous n'effectuons pas les étapes 5-7, qui impliquent la résolution du système (II-96) dont la taille dépend

essentiellement de N_f puisque dans nos applications $n_{sf} \ll N_f$.

- Le calcul du complément de Schur de la grande matrice de couplage (II-95) peut être effectué à partir de bibliothèques optimisées. Pour ce travail, nous avons choisi le solveur direct Pardiso qui utilise une méthode de factorisation incomplète pour le calcul optimisé d'un complément de Schur avec parallélisation multi-tâches (*multi-threads*) [Petra et al., 2014].

5 Validation de la méthode de domaines fictifs pour le couplage fluide-solide

Afin de valider notre méthode de domaines fictifs, nous présentons quelques tests de validation correspondants à diverses situations de complexité croissante et, lorsque c'est possible, nous comparons les solutions obtenues avec celles données par la méthode des éléments finis standard. Les différents tests peuvent être classés de la manière suivante :

- Cas où l'écoulement du fluide se fait autour d'un corps rigide de géométrie simple (cylindre, sphère) dont le déplacement connu est imposé. Dans certains cas, des solutions analytiques existent, au moins pour des domaines qui s'étendent à l'infini. Dans cette éventualité, la solution exacte est utilisée comme des conditions aux limites sur les bords du domaine maillé.
- Cas où le déplacement du solide rigide n'est pas connu à l'avance mais dépend de la réaction du fluide.
- Cas où le corps solide est déformable. En l'absence de solutions exactes, nous comparons nos solutions avec celles trouvées dans la littérature et issues de modélisations utilisant d'autres techniques numériques.

5.1 Comparaison avec des solutions analytiques pour le régime de Stokes

Dans cette partie, les solutions exactes des problèmes sont connues et nous pouvons calculer l'erreur globale (en norme L_2) pour une discrétisation spatiale donnée :

$$\left(\int_{\Omega} \|u_h - u_{exact}\|^2 d\Omega \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II-100})$$

Cette norme sert à évaluer la qualité de la solution numérique.

5.1.1 Cas 2D : Ecoulement de Wannier

Ce problème plan dont la solution a été établie dans Wannier [1950] consiste en un cylindre rigide (de rayon r) en rotation (vitesse angulaire ω) immergé dans un fluide visqueux (de viscosité η) et placé près d'un plan en translation (vitesse U). La distance entre le centre du cylindre et le mur en translation est finie et est notée d .

Wannier [1950] a établi la solution analytique, en vitesse et en pression, dans le cas d'un domaine infini :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_x = U - 2(A + F\tilde{y}) \left[\frac{s + \tilde{y}}{\alpha} + \frac{s - \tilde{y}}{\beta} \right] - F \ln \frac{\alpha}{\beta} \\ \quad - B \left[\frac{s + 2\tilde{y}}{\alpha} - \frac{2\tilde{y}(s + \tilde{y})^2}{\alpha^2} \right] - C \left[\frac{s - 2\tilde{y}}{\beta} + \frac{2\tilde{y}(s - \tilde{y})^2}{\beta^2} \right] \end{array} \right. \quad (\text{II-101})$$

$$u_y = 2x \left[(A + F\tilde{y}) \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\beta} \right) - B \frac{\tilde{y}(s + \tilde{y})}{\alpha^2} - C \frac{\tilde{y}(s - \tilde{y})}{\beta^2} \right] \quad (\text{II-102})$$

$$p = -\eta x \left[B \frac{s + \tilde{y}}{(\kappa + \tilde{y}s)^2} + C \frac{s - \tilde{y}}{(\kappa - \tilde{y}s)^2} + 4F \frac{s\tilde{y}}{\kappa^2 - \tilde{y}^2 s^2} \right] \quad (\text{II-103})$$

avec : $s = \sqrt{d^2 - r^2}$, $\gamma = (d + s)/(d - s)$, $\tau = \omega r^2/2s$,

$A = -d(F + \tau)$, $B = 2(d + s)(F + \tau)$, $C = 2(d - s)(F + \tau)$, $F = U/\ln \gamma$,

$\tilde{y} = y + d$, $\alpha = x^2 + (s + \tilde{y})^2$, $\beta = x^2 + (s - \tilde{y})^2$, $\kappa = (x^2 + \tilde{y}^2 + s^2)/2$

où x et y sont les coordonnées cartésiennes dans le plan (centre du repère correspondant au centre du cylindre).

Pour résoudre numériquement ce problème, nous cherchons la solution à l'intérieur d'un domaine suffisamment grand vis-à-vis de d et r . Les quatre faces de ce domaine sont soumises à des conditions aux limites en vitesse :

- Sur la face inférieure, coïncidant avec le mur en translation, la vitesse (U) est donnée par le problème.
- Sur les trois autres faces, supposées être lointaines, la vitesse est contrainte par les valeurs de la solution analytique.

Nous réalisons un premier essai où nous comparons la solution numérique obtenue avec la méthode éléments finis standard (fig. II.11a) et avec la méthode de domaines fictifs (fig. II.11b) pour des maillages de taille équivalente ($h = 0,3m$). Les solutions (fig. II.11c pour la méthode standard ; fig. II.11d pour la MDF) montrent des résultats similaires dans les deux cas.

II.5 Validation de la méthode de domaines fictifs pour le couplage fluide-solide

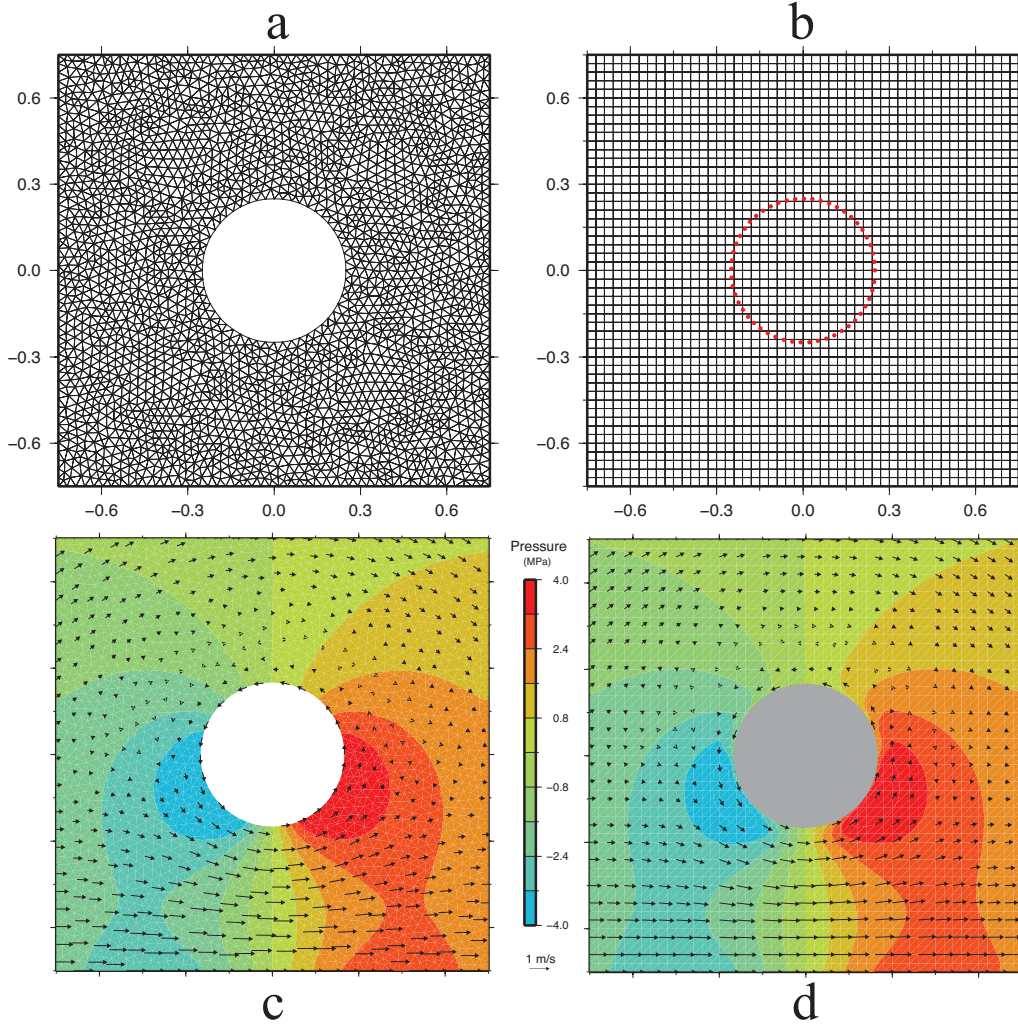
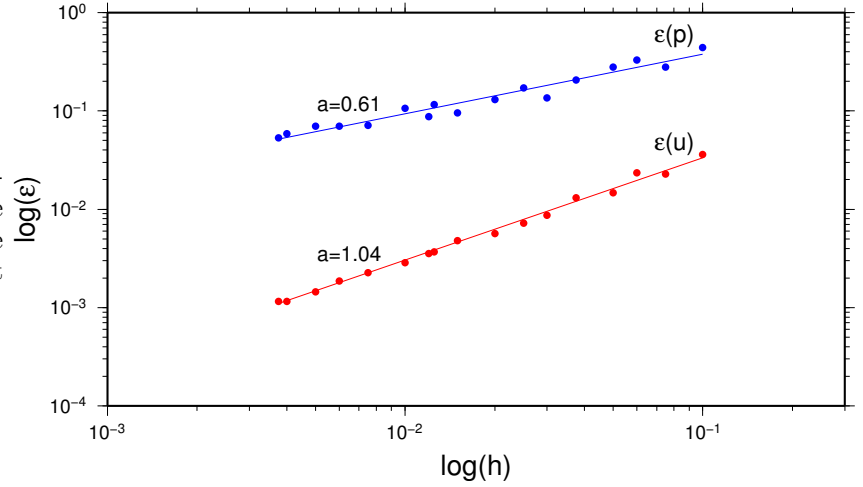


Figure II.11 — Maillages et solutions obtenues dans l'expérience d'écoulement de Wannier. **a)** Maillage pour le calcul par la MEF standard. **b)** Maillage pour le calcul par la MDF. Les points de contrôle utilisés sont représentés par des cercles rouges. **c)** Champs de vitesse et pression obtenues avec un calcul par la méthode des éléments finis standard. **d)** Champs de vitesse et pression obtenues avec un calcul par la méthode des domaines fictifs avec sources ponctuelles. On dissimule volontairement la solution dans le domaine Ω_s car on s'intéresse à la solution à l'extérieur de ce domaine.

À partir du calcul de la norme de l'erreur (II-100) nous construisons la courbe de convergence de la MDF (figure II.12) qui montre que la méthode est d'ordre 1 en vitesse.

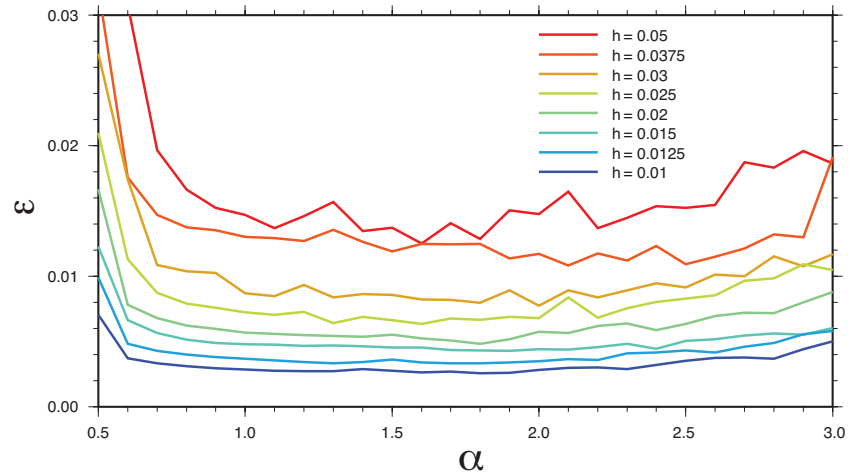
Il est à noter que dans la méthode de domaines fictifs deux discrétisations spatiales, *a priori* indépendantes, coexistent : le maillage du domaine fictif Ω (maillage de fond) de pas h et le maillage de l'interface immergée Γ_{sf} caractérisé par l'interdistance h_c entre les points de

FIGURE II.12 – Erreurs L^2 discrètes (bleu pour la pression et rouge pour la vitesse) en fonction de la taille h du maillage fluide. Les essais sont effectués avec $h_c/h = 2$.



contrôle. Nous calculons la solution numérique pour différentes valeurs du couple (h, h_c) et nous représentons fig. II.13 l'erreur en fonction du rapport $\alpha = h_c/h$. Ce résultat montre qu'il y a une plage de valeurs de ce rapport comprise entre 1 et 2 pour laquelle l'erreur est minimale et qu'en-deçà de 1 la solution se dégrade assez vite.

FIGURE II.13 – Erreurs L^2 discrètes sur les vitesses calculées en fonction du rapport $\alpha = h_c/h$.



Ce résultat, déjà signalé par [Glowinski et al., 1994] pour la MDF avec multiplicateurs de Lagrange, montre que les deux discrétisations ne sont pas indépendantes.

Cette restriction, assez naturelle, (si h est trop petit par rapport à h_c le système est trop contraint et si, au contraire, il est trop grand alors les conditions de bord sont mal respectées), est une limite sérieuse de la méthode et nous devons par la suite nous assurer de son respect notamment lors des simulations avec des corps immergés déformables (h_c variant avec la déformation).

5.1.2 Cas 3D : Sphère rigide en translation dans un fluide visqueux

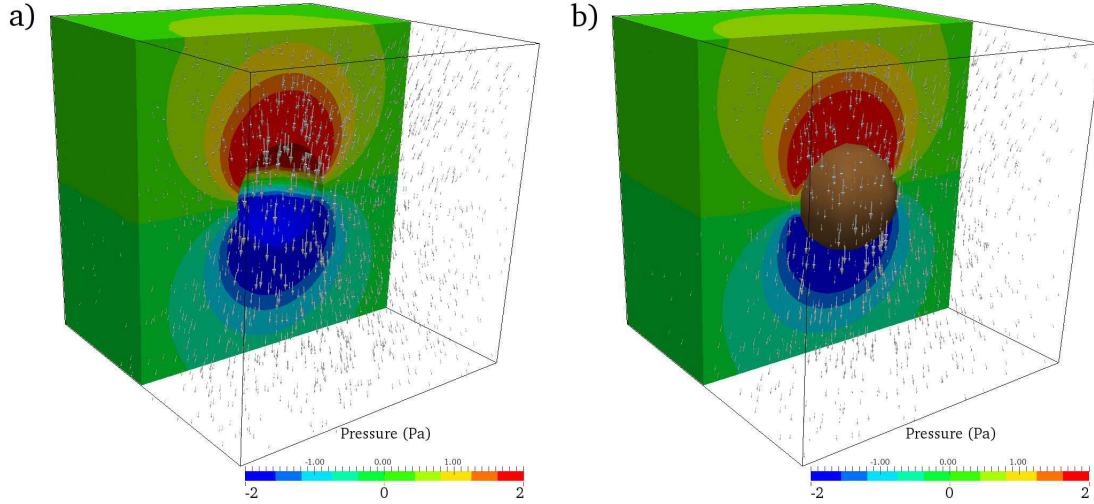


Figure II.14 – Champs de pression et de vitesse. a) Résultats obtenu avec un calcul standard. b) Résultats obtenus par la méthode des domaines fictifs. On dissimule volontairement la solution à l'intérieur de Ω_s puisque nous nous intéressons à la solution à l'extérieur de ce domaine.

Nous considérons ici le cas d'une sphère de rayon r se déplaçant selon l'axe Oz à une vitesse constante U dans un fluide de viscosité η . Pour un domaine infini, la solution analytique en régime laminaire et en coordonnées cartésiennes (centre de la sphère en $(0,0,0)$) est connue [Cortez et al., 2005] :

$$\begin{cases} u_x = K\left(\frac{1}{D^3} - \frac{r^2}{D^5}\right)xz \end{cases} \quad (\text{II-104})$$

$$\begin{cases} u_y = K\left(\frac{1}{D^3} - \frac{r^2}{D^5}\right)yz \end{cases} \quad (\text{II-105})$$

$$\begin{cases} u_z = K\left(\frac{1}{D^3} - \frac{r^2}{D^5}\right)z^2 + \frac{K}{3D}\left(3 + \frac{r^2}{D^2}\right) \end{cases} \quad (\text{II-106})$$

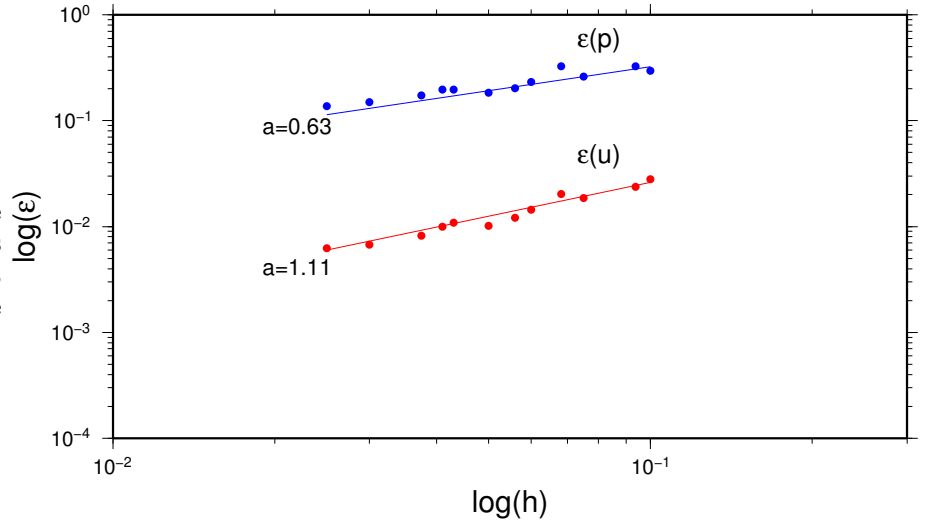
$$\begin{cases} p = \frac{2\eta K z}{D^3} \end{cases} \quad (\text{II-107})$$

où $K = 3rU/D$ et $D = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ avec x, y et z les coordonnées cartésiennes.

Le domaine de calcul étant nécessairement fini, nous imposons la vitesse analytique aux limites de ce domaine (cube de côté 1 m contenant la sphère en son centre). Une première comparaison qualitative entre la solution obtenue par la MEF standard (fig. II.14a) et celle par la MDF (fig. II.14b) pour des maillages similaires ($\simeq 0,04\text{m}$) montre des résultats comparables.

La courbe de convergence réalisée à partir du calcul de la norme (II-100) montre que, comme pour le cas 2D, la MDF est d'ordre 1 en vitesse (fig. II.15).

FIGURE II.15 – Erreurs L^2 discrètes en fonction de la taille h du maillage fluide. Les courbes ont été obtenues en prenant $h_c/h \simeq 2$ où h_c est la distance entre les points de contrôle.



5.2 Chute d'un corps rigide dans un milieu visqueux en 3D

Nous envisageons à présent un problème de dynamique, simple, afin d'évaluer la qualité de notre MDF dans ce cadre. Notamment, nous étudions l'effet du rapport entre la taille h des éléments du maillage du domaine fictif et l'interdistance h_c entre les points de contrôle.

Nous choisissons d'étudier l'évolution dans le temps de la vitesse d'un corps solide indéformable de masse volumique connue, lâché sans vitesse initiale à $t = 0$, et chutant dans un fluide visqueux. L'évolution de cette vitesse n'a pas de solution analytique mais nous savons qu'un corps solide indéformable de masse volumique ρ_s et de volume V , chutant au sein d'un fluide de dimension infinie, de viscosité η et de masse volumique ρ_f , doit atteindre une vitesse asymptotique v_{lim}^- qui est de la forme :

$$\bar{v}_{lim} = \frac{(\rho_s - \rho_f)Vg}{\kappa\eta} \quad (\text{II-108})$$

où g est la gravité et κ un coefficient dépendant de la forme de l'objet qui chute.

Dans le cas d'un milieu de dimension finie dans la direction parallèle à la direction de chute, cette vitesse v_{lim} est modulée par un facteur de correction qui s'écrit :

$$v_{lim} = \lambda \bar{v}_{lim} \quad (\text{II-109})$$

II.5 Validation de la méthode de domaines fictifs pour le couplage fluide-solide

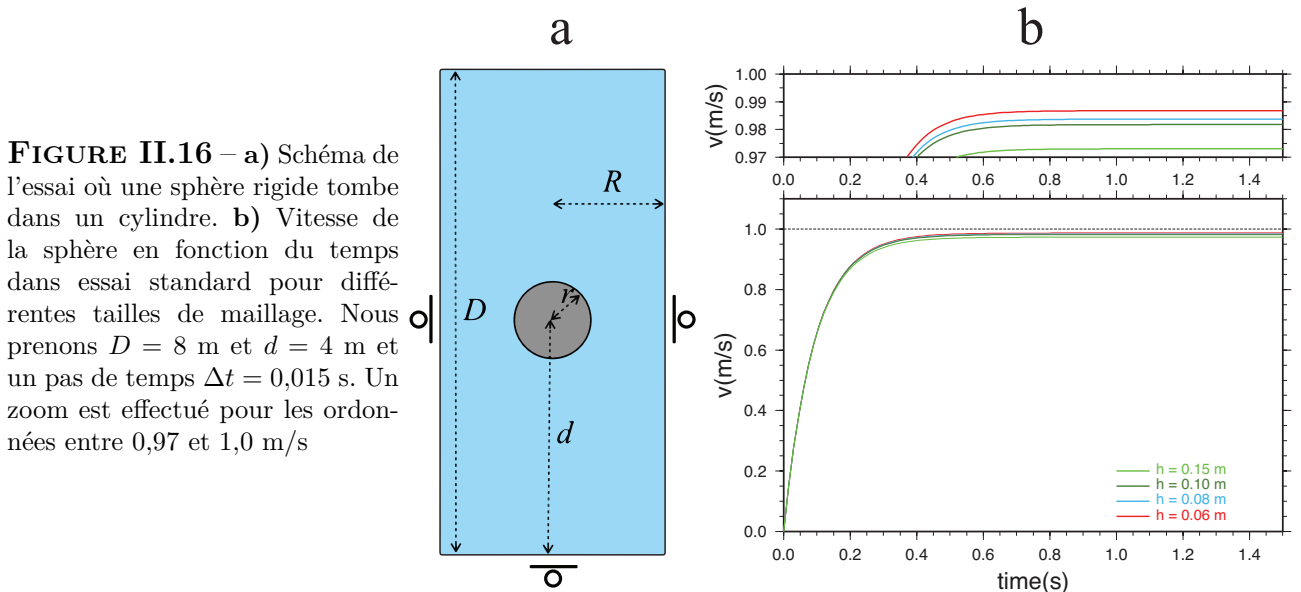
Dans cette étude, nous voulons contrôler avec précision le rapport h_c/h et par conséquent nous nous proposons d'étudier la chute d'un cube dans un parallélépipède rectangle. Cependant, à notre connaissance, il n'existe pas de solution exacte de la vitesse limite \bar{v}_{lim} ou de la vitesse corrigée v_{lim} pour cette configuration. Nous nous donnons donc une solution de référence issue d'un calcul par la méthode des éléments finis standard.

Dans un premier temps, pour évaluer la qualité de la solution standard, nous étudions le cas de chute d'une sphère rigide de rayon r dans un fluide visqueux contenu dans un cylindre de rayon R pour lequel une estimation de la solution exacte existe. Pour ce cas, dans l'équation (II-109), la correction de Faxen est appliquée et le coefficient de correction est [Bot et al., 1998] :

$$\lambda\left(\frac{r}{R}\right) = 1 - 2,1044\left(\frac{r}{R}\right) + 2,0888\left(\frac{r}{R}\right)^3 - 0,9481\left(\frac{r}{R}\right)^5 - 1,372\left(\frac{r}{R}\right)^6 + \dots \quad (\text{II-110})$$

La vitesse limite dans le milieu infini \bar{v}_{lim} est obtenue en prenant $\kappa = 6\pi r$ dans l'équation (II-108) (Loi de Stokes).

L'expérience a montré que les conditions aux limites qui fournissaient la meilleure solution sont celles représentées figure II.16a. Nous prenons $\eta = 670,258$ Pa.s, $r = 0,5$ m, $R = 1,5$ m, et, d'après (II-109) et (II-110), $v_{lim} = 1,0$ m/s. Les solutions obtenues (évolution de la vitesse de la sphère au cours du temps) avec différentes tailles de maillage (figure II.16b) montrent une bonne qualité de la solution standard.



Chapitre II. Méthode de domaines fictifs pour l'interaction lithosphère-asthénosphère

Dans un deuxième temps, nous effectuons un calcul standard dans le cas de la chute d'un cube de côté r dans un fluide visqueux contenu dans un pavé droit dont la base est de côté $2R$. Les conditions limites et les autres paramètres sont identiques au cas précédent. La solution asymptotique en pression obtenue avec un maillage de taille 0,07 m est donnée fig. II.17a et l'évolution de la vitesse du cube pour différentes tailles de maillage est représentée par les courbes II.17b. La vitesse limite obtenue avec le maillage le plus fin est $v_{lim}^{cube} \simeq 1,22$ m/s. Celle-ci est utilisée par la suite pour estimer la qualité de la solution obtenue par la MDF.

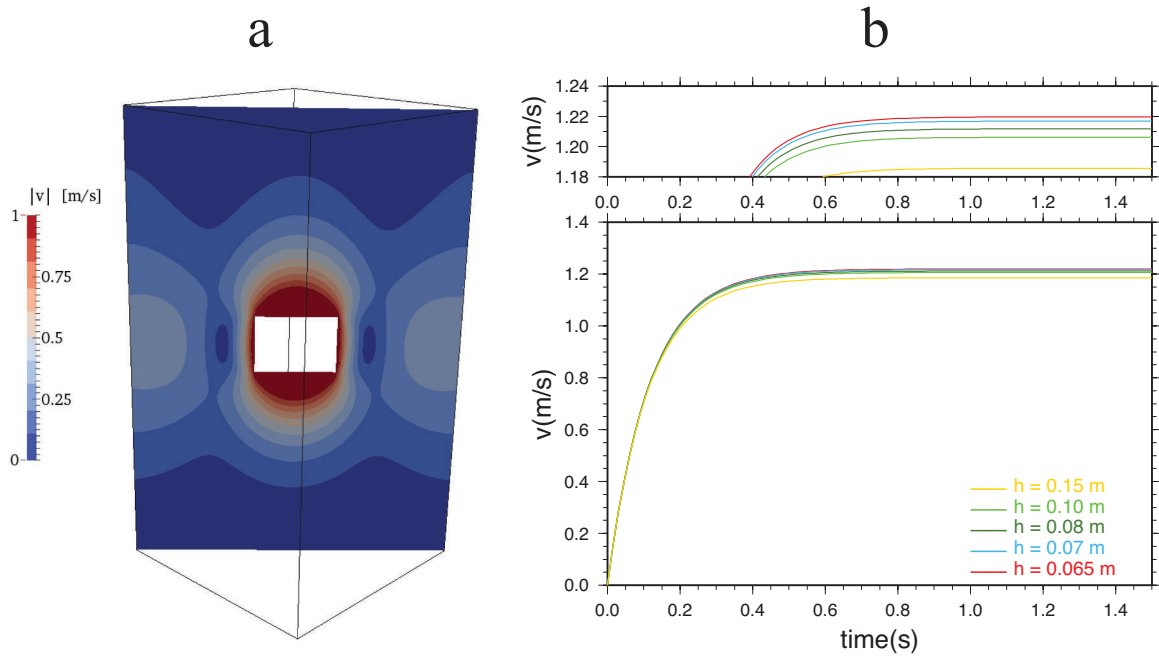
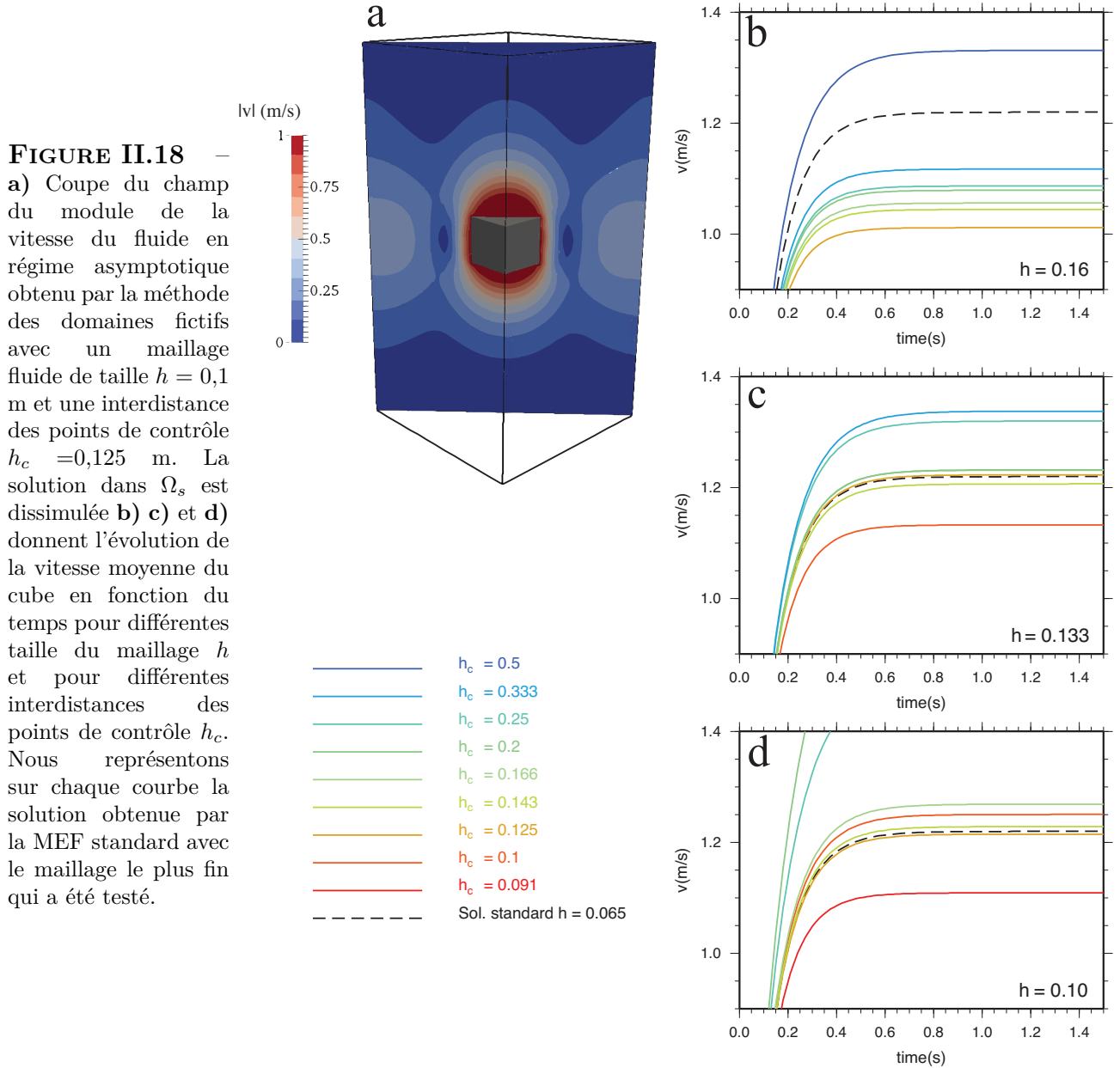


Figure II.17 – a) Coupe du champ du module de la vitesse du fluide en régime asymptotique obtenu par une méthode éléments finis standard avec un maillage de taille $h = 0,07$ m. b) Evolution de la vitesse moyenne du cube au cours du temps. On effectue un zoom entre 1,16 et 1,24 m/s.

Nous atteignons à ce stade l'objectif de cette expérience qui est d'étudier un cas dynamique traité par la méthode de domaines fictifs. Le domaine d'étude est similaire au cas précédent (pavé droit de côté $2R$) et les conditions aux limites imposées sont les mêmes. Il est maillé par une grille cartésienne de côté h (maillage de fond). L'interdistance h_c entre points de contrôle est homogène et nous étudions les solutions numériques en fonction du rapport h_c/h pour différentes tailles d'élément du maillage de fond (figure II.18). À titre de comparaison qualitative, nous montrons également (figure II.18a) la solution en pression asymptotique obtenue avec un calcul par domaine fictifs avec une taille de maille $h = 0,1$ m.

II.5 Validation de la méthode de domaines fictifs pour le couplage fluide-solide



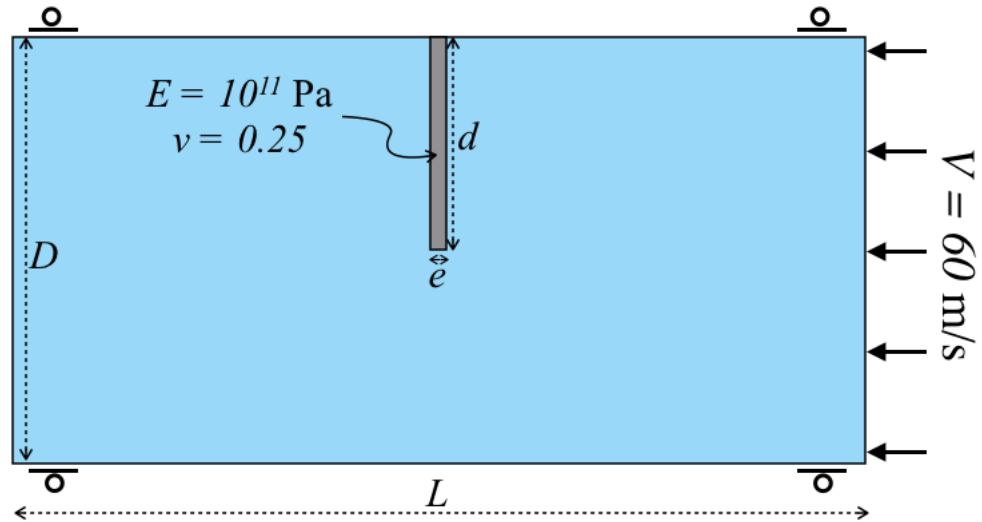
Nous confirmons, par cette expérience, la sensibilité de la solution au rapport entre la taille du maillage de volume et l'interdistance des points de contrôle. Nous avons également remarqué que, dans de nombreuses expériences, la qualité des solutions numériques en 3D sont davantage sensibles à ce rapport. Une étude détaillée serait nécessaire pour comprendre ces observations.

5.3 Lamelle élastique déformée par l'écoulement d'un fluide visqueux

Il n'existe pas, à notre connaissance, de solution analytique pour un couplage entre un solide déformable et un fluide visqueux. Pour valider la méthode de couplage dans ce cadre, il faut donc passer par des analyses qualitatives des solutions numériques.

À ce titre, nous reprenons le *benchmark* présenté dans [Bonnardot et al. \[2008a\]](#). L'essai est le suivant : nous plaçons une lamelle élastique (module Young E et coefficient de Poisson ν) dans un canal rempli d'un fluide de viscosité η . Le fluide est injecté dans le canal avec une vitesse prescrite V . La lamelle, fixée à la paroi supérieure du canal, fléchit sous l'effet de l'écoulement. Nous nous intéressons à la solution dans le fluide et dans la lamelle lorsque celle-ci a atteint sa position d'équilibre.

FIGURE II.19 – *Benchmark* de [Bonnardot et al. \[2008a\]](#) pour le couplage entre une lamelle élastique et un fluide visqueux. Les paramètres sont : $D = 6$ m, $L = 12$ m, $d = 3$ m, et $e = 0,2$ m. Le temps total d'étude T est de 1 s. Pour ne pas imposer de chargement trop brusque nous augmentons linéairement la vitesse du fluide entre 0 et 0,5 s.



5.3.1 2D : Comparaison avec une méthode de couplage avec des maillages conformes aux interfaces

La solution asymptotique en pression et en vitesse de cet essai 2D est donné en figure [II.20a](#). Pour effectuer une comparaison cohérente avec les résultats de [Bonnardot et al. \[2008a\]](#), nous modifions légèrement notre schéma de couplage afin qu'il soit explicite (voir [Bonnardot et al. \[2008a\]](#)). Ainsi, l'effort du fluide qui s'exerce sur le solide à l'instant de couplage T^N est calculé à partir des vitesses du solide au pas temps précédent $T^N - \Delta t$ (voir fig. [II.10](#)). L'évolution de la pointe de la lamelle est très similaire par les deux méthodes de couplage (fig. [II.20b](#)).

II.5 Validation de la méthode de domaines fictifs pour le couplage fluide-solide

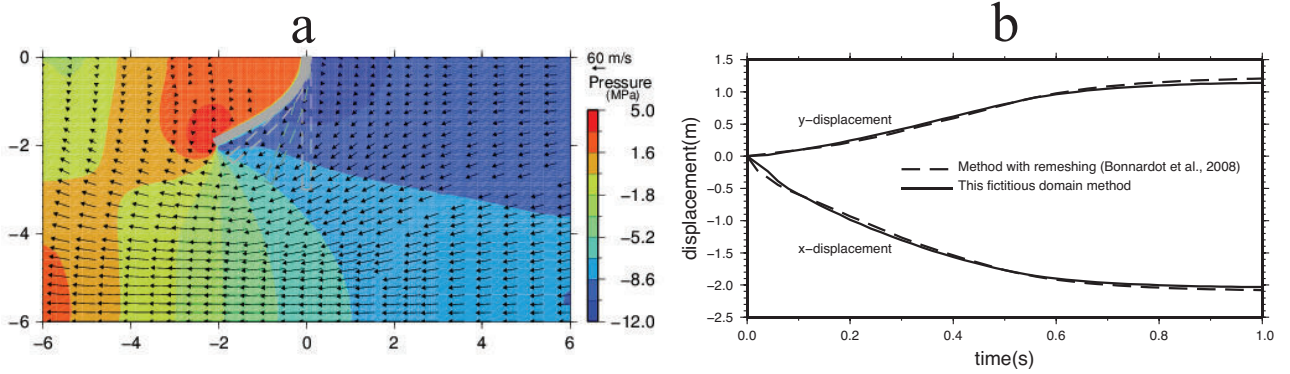


Figure II.20 – a) Solution asymptotique du système dans l'essai 2D effectué par un couplage avec la méthode des domaines fictifs. b) Déplacement de la pointe de la lamelle au cours du temps. Comparaison entre la solution obtenue par un couplage avec la méthode des domaines fictifs (trait continu) et celle par un couplage avec des maillages conformes aux interfaces (tirets).

Cependant, la formulation explicite du couplage peut être sujette à des instabilités numériques (cf. [Bonnardot et al. \[2008a\]](#)). Nous préférons donc, pour les essais en 3D, conserver le schéma semi-explicite présenté dans la [partie II.4](#).

5.3.2 Résultats en 3D

Nous voulons comparer les résultats de notre méthode de couplage en version 2D et en version 3D.

Pour ce faire, nous effectuons l'expérience de [Bonnardot et al. \[2008a\]](#) modélisée en quasi-3D où nous considérons une certaine épaisseur dans la troisième direction. Néanmoins, nous faisons coïncider les parois du canal et de la lamelle dans cette direction (le fluide ne peut pas contourner la lamelle) et nous imposons une vitesse normale nulle sur ces parois (de la lamelle et du canal).

La figure [II.21a](#) montre l'état asymptotique du système. Nous représentons figure [II.21b](#) l'évolution de l'extrémité de la lamelle au cours du temps pour les essais en 2D (schéma de couplage explicite et semi-explicite) et l'essai en 3D (schéma de couplage semi-explicite).

La solution asymptotique obtenue est sensiblement la même en 2D quelle que soit la stratégie de couplage en temps choisie. Toutefois, l'évolution ne suit pas le même chemin dans ces essais. En revanche, l'essai en quasi-3D présente une évolution semblable à l'essai en 2D semi-explicite mais atteint une solution asymptotique un peu différente. Les différences de maillage (tétraèdre en 3D et triangles en 2D) ainsi que l'approximation quasi-3D peuvent expliquer ces différences.

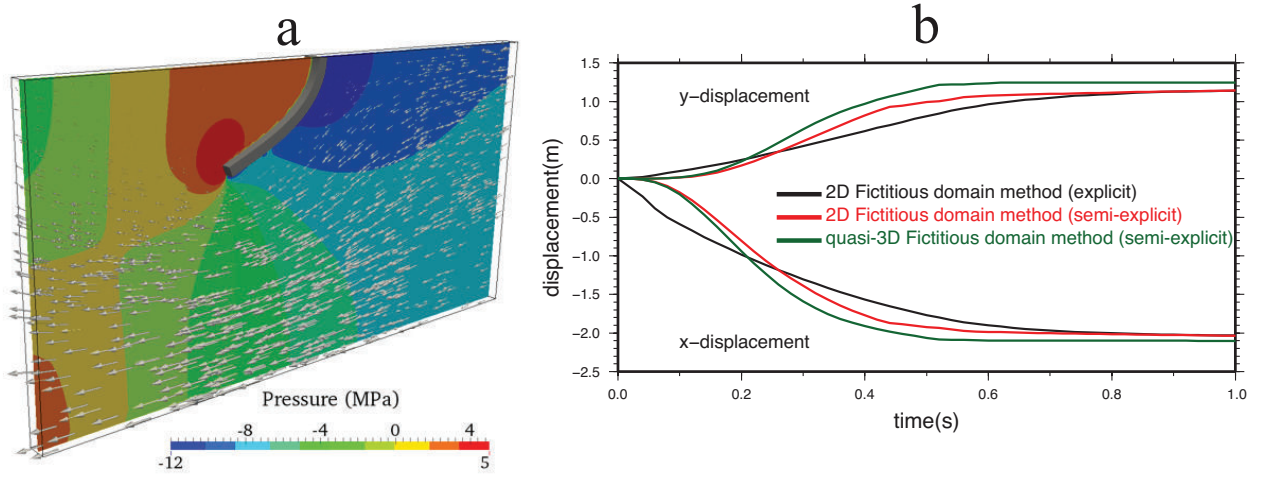


Figure II.21 – a) Solution asymptotique du système dans l'essai quasi-3D. b) Déplacement de la pointe de la lamelle dans les essais en 2D (schéma de couplage explicite et semi-explicite) et l'essai en 3D (schéma de couplage semi-explicite).

5.4 Essai de subduction avec des plaques élastiques

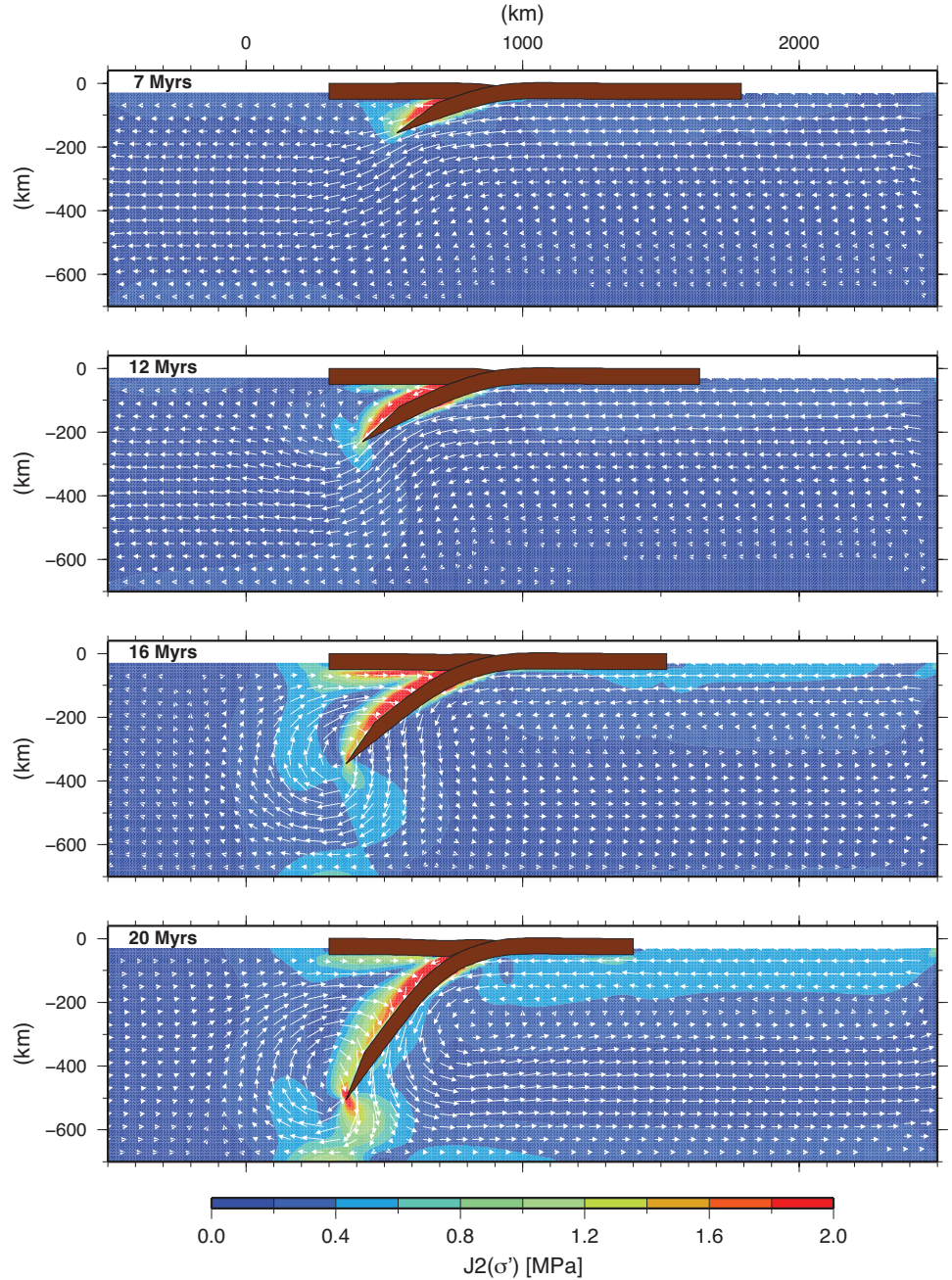
Nous reprenons ici également une expérience numérique effectuée par [Bonnardot et al. \[2008a\]](#). L'essai consiste en deux plaques lithosphériques élastiques (module de Young $E = 10^{11}$ Pa et coefficient de Poisson $\nu = 0,25$) d'épaisseur $e = 50$ km poussées l'une contre l'autre à vitesse constante. La plaque chevauchante est fixée sur son bord latéral lointain, tandis que la plaque subduite a une vitesse constante de 3 cm/an. Le contraste de masse volumique est égal à 50 kg.m^{-3} . Le manteau a une viscosité constante η_a et l'idée est d'étudier l'influence de cette viscosité sur le pendage du panneau plongeant.

Nous représentons l'intensité des contraintes cisailantes et les vitesses dans le manteau [II.22](#) dans un essai où la viscosité du manteau est de $\eta_a = 5.10^{19} \text{ Pa.s}$.

Dans un premier temps, le champ de vitesse suit la direction de pénération du panneau plongeant dans le manteau ($t = 7 \text{ Ma}$). À partir d'environ 10 Ma, il y a une cellule de circulation qui apparaît au dans le coin mantellique formé. Sur les deux figures représentant l'état du système à 16 et 20 Ma, nous voyons apparaître une deuxième cellule de circulation dans manteau sous la plaque plongeante. Ces résultats sont conformes aux nombreuses études sur l'écoulement poloïdal [p. ex. [Bonnardot et al., 2008a](#); [Buttles et Olson, 1998](#); [Funiciello et al., 2006](#); [Kincaid et Griffiths, 2004](#); [Schellart, 2008, 2004](#)].

II.5 Validation de la méthode de domaines fictifs pour le couplage fluide-solide

FIGURE II.22 – Intensité des contraintes cisailantes (échelle de couleur) et champ de vitesse dans le manteau (flèches blanches) à différents stades de la subduction. L'essai est décrit dans le texte.



Quel que soit l'instant, nous voyons que la pénétration du slab dans le manteau asthénosphérique entraîne une concentration des efforts cisailants le long des plaques. Ces efforts tranchants sont surtout importants à l'avant du panneau (sous la plaque chevauchante).

Nous effectuons le même essai en imposant des viscosités du manteau différentes et nous étudions le pendage final du panneau plongeant (après 20 Ma). Les courbes figure II.23 représentent la géométrie de la face inférieure du slab pour différentes viscosités.

Nous voyons, conformément aux les attentes, que le pendage final est d'autant plus petit que la viscosité du manteau est grande et le slab se rapproche de plus en plus d'une géométrie horizontale. En effet, lors de la pénétration de la plaque subduite, il y a formation d'un coin mantellique soumis à de basses pressions hydrodynamiques [Tovish et al., 1978]. Ces pressions créent un effort de succion, travaillant ainsi contre le poids apparent du slab. Pour des viscosités suffisamment fortes, les forces hydrodynamiques égalent puis deviennent plus importantes que le poids apparent, tirant ainsi le panneau plongeant vers la plaque supérieure. Cet effet, relevé également par Bonnardot et al. [2008a], n'avait pas pu être testé pour des viscosités plus grandes que 10^{20} Pa.s du fait des instabilités numériques que présentait la méthode utilisée par les auteurs. L'hypothèse de Van Hunen et al. [2004], selon laquelle les pressions du coin mantellique peuvent favoriser la création de subductions horizontales est confirmée par ce modèle avec des plaques élastiques.

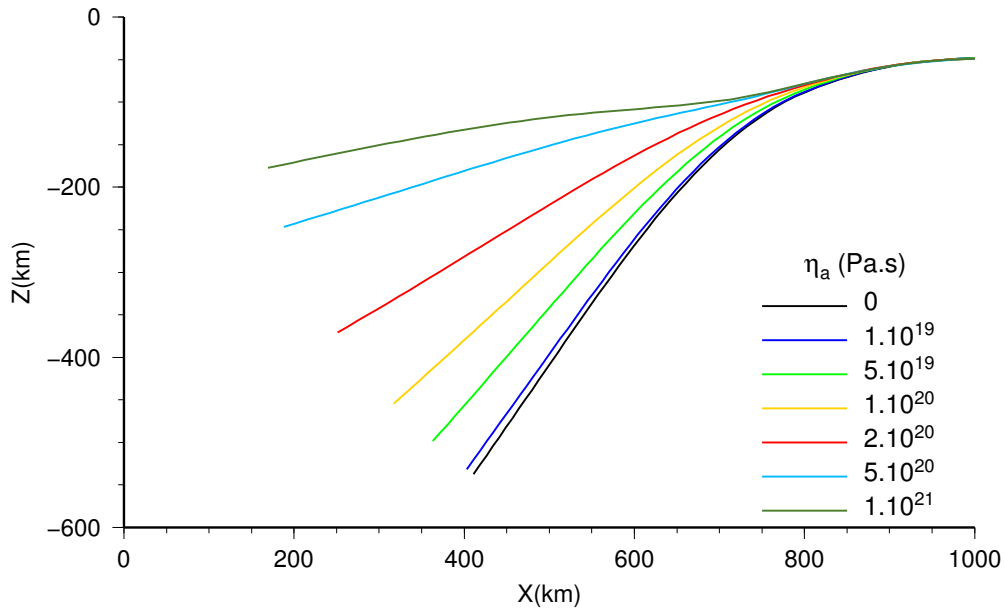


Figure II.23 — Géométrie de la face inférieure du panneau plongeant après 20 Ma de subduction pour différentes viscosités de l'asthénosphère.

5.5 Autres essais

Dans ce manuscrit, nous avons exposé des tests de validation dans le cas d'un couplage entre un fluide visqueux et un solide rigide ou un solide élastique. Le lecteur peut trouver d'autres tests de validations pour le cas où le solide est visco-élastique dans Cerpa et al. [2014] (en annexe).

Chapitre III

Dépôts des panneaux plongeants sur la discontinuité à 660 km de profondeur : plis et cyclicité

La relation entre la géométrie actuelle des panneaux plongeants, leur âge, les vitesses des plaques, les vitesses des fosses et les structures géologiques observables à la surface, donnent des informations sur les processus physiques contrôlant l'évolution des systèmes de subduction. Ces paramètres ont été étudiés, de manière statistique, pour plusieurs régions afin d'entrevoir les corrélations possibles [Jarrard, 1986; Lallemand et al., 2005; Uyeda et Kanamori, 1979]. Ces études montrent que les relations ne sont pas simples, ce qui suggère que l'histoire de chaque zone de subduction doit être prise en compte pour comprendre leur état actuel. Sans prétendre à la reproduction exacte de l'histoire d'une zone de subduction en particulier, la modélisation directe permet de tester l'influence de nombreux paramètres sur son évolution.

Divers travaux de modélisation s'attachent à caractériser les zones de subduction selon les modes de dépôt du panneau plongeant sur la discontinuité à 660 km (ou leur pénétration à travers cette interface) en fonction des paramètres rhéologiques ou cinématiques mais en négligeant le plus souvent la plaque chevauchante. Peu d'études paramétriques ont cependant été effectuées pour une subduction contrôlée par les vitesses des plaques.

Dans ce chapitre, une première partie est consacrée à une revue des travaux antérieurs qui ont classé les modes de dépôt du panneau plongeant sur la discontinuité à 660 km de profondeur (également appelés modes ou styles de subduction). Une deuxième partie concerne l'étude de l'influence de différentes combinaisons de paramètres cinématiques et rhéologiques sur la formation cyclique de plis du slab à 660 km de profondeur. Puis, une étude appliquée plus spécifiquement à la subduction andine est exposée. Enfin, l'application du modèle aux subductions naturelles est discutée.

1 Les différents modes de dépôt des slabs à 660 km

De nombreux travaux, numériques et analogiques, ont déterminé des modes (ou des styles) de subduction en fonction de la rhéologie de la plaque subduite et du manteau asthénosphérique lorsque le panneau plongeant ne pénètre pas dans le manteau inférieur. La plupart des modèles utilisés dans ces travaux sont de type « libre » (voir def. [partie I.2](#)), négligent la présence d'une plaque supérieure, et considèrent une plaque subduite visqueuse ou viscoplastique. Les paramètres étudiés sont le rapport entre l'épaisseur de la plaque et la hauteur du manteau supérieur (e/H_{um}), le rapport de viscosité entre la plaque et le manteau (η_l/η_a), le contraste de densité entre les deux ($\Delta\rho$) et, pour certaines études en 3D, la largeur de la plaque. La caractérisation des modes de subduction est effectuée par rapport à la géométrie du slab en profondeur ainsi que par le déplacement de la fosse (avancée ou retrait) que la subduction génère [[Bellahsen et al., 2005](#); [Di Giuseppe et al., 2008](#); [Ribe, 2010](#); [Schellart, 2008](#); [Stegman et al., 2010](#)].

[Bellahsen et al. \[2005\]](#) et [Di Giuseppe et al. \[2008\]](#) déterminent trois modes de subduction libre :

- Premier mode : caractérisé par un dépôt de la face inférieure du panneau plongeant sur la discontinuité à 660 km et un retrait de la fosse.
- Deuxième mode : caractérisé par un dépôt de la face supérieure du panneau plongeant sur la discontinuité à 660 km et une avancée de la fosse.
- Troisième mode : caractérisé par la formation d'un plissement du panneau plongeant lors de son interaction avec la discontinuité à 660 km suivi d'un dépôt de la face inférieure du panneau plongeant. Ceci s'accompagne d'une avancée de la fosse dans un premier temps puis d'un retrait.

[Bellahsen et al. \[2005\]](#) et [Di Giuseppe et al. \[2008\]](#) suggèrent qu'un rapport de viscosité η_l/η_a élevé induit nécessairement le premier mode. Une faible épaisseur de plaque favorise le deuxième mode pour [Bellahsen et al. \[2005\]](#) quand [Di Giuseppe et al. \[2008\]](#) prédit que cela devrait au contraire faciliter le premier mode. Cette différence entre les deux conclusions est peut-être expliquée par la présence de plasticité dans le modèle de [Di Giuseppe et al. \[2008\]](#), ce qui n'est pas le cas dans [Bellahsen et al. \[2005\]](#) où la plaque est entièrement visqueuse. Enfin, les très forts contrastes de densité ($> 100 \text{ kg.m}^{-3}$) favorisent le premier mode [[Di Giuseppe et al., 2008](#)]. [Schellart \[2008\]](#) définit un quatrième mode de subduction avec un dépôt de la face inférieure du slab sur la discontinuité à 660 km de profondeur, en différenciant les retraits rapides de la fosse effectués à faible pendage moyen du slab, des retraits de fosse moins rapides, où le slab adopte un pendage quasi-vertical. Selon l'auteur ce dernier style est caractéristique des faibles rapports de viscosité entre slab et manteau supérieur ($< 10^2 - 10^3$).

III.1 Les différents modes de dépôt des slabs à 660 km

[Ribe \[2010\]](#), en utilisant un modèle de plaque mince visqueuse tombant dans un milieu fluide semi-infini, détermine également les quatre modes de subduction décrits ci-dessus et les relie au pendage de la pointe du panneau plongeant lorsqu'elle atteint la base du manteau supérieur (la discontinuité n'est pas modélisée). Ces quatre modes sont :

- *Advance* (avancée de la fosse) : relié à un pendage de la pointe du slab supérieur à 105° . Ce mode est favorisé par un rapport de viscosité élevé ($\eta_l/\eta_a > 10^3$) et un faible rapport d'épaisseur ($e/H_{um} < 1/8$).
- *Weak retreat* (faible retrait de la fosse) : relié à un pendage de la pointe du slab inférieur à 90° . Des très faibles rapports de viscosité (< 500) engendrent ce mode quelle que soit l'épaisseur de la lithosphère.
- *Strong retreat* (fort retrait de la fosse) : reliés à un pendage de la pointe du slab très inférieur à 90° . Ce mode est caractéristique d'un fort rapport de viscosité entre le slab et le manteau ($> 10^3 - 10^4$) et favorisé par un rapport d'épaisseur e/H_{um} supérieur à $1/10$.
- *Folding and Retreat* : relié à un pendage de la pointe du slab compris entre 90° et 105° . Ce mode est intermédiaire entre les modes d'avancée de la fosse et les modes de retrait.

Lorsque le rapport de viscosité est supérieur à 10^3 , la variation des modes en fonction de l'épaisseur de la plaque est similaire à la tendance évoquée par [Bellahsen et al. \[2005\]](#) : plus la lithosphère est épaisse, plus on favorise le retrait de la fosse.

[Stegman et al. \[2010\]](#) complètent la classification des modes de subduction libre en déterminant un mode supplémentaire correspondant à un empilement de plis du slab sur la discontinuité à 660 km et générant une fosse quasi-stationnaire. Une illustration des cinq styles (ou modes) de subduction discriminés par ces auteurs est donnée figure [III.1](#).

Les auteurs construisent un diagramme des styles de subduction en fonction d'une rigidité visqueuse adimensionnée et de la flottabilité de Stokes (rapport entre le poids apparent et la viscosité du manteau). De très fortes valeurs de ces deux paramètres donnent lieu à un fort retrait de slab tandis que la combinaison d'une faible rigidité visqueuse et d'une faible flottabilité négative engendre l'empilement des plis à 660 km de profondeur.

La caractérisation du comportement de la plaque plongeante lors de la subduction en fonction des paramètres rhéologiques a également été étudiée avec des modèles de subduction où les plaques sont viscoélastiques [[Capitanio et Morra, 2012](#); [Capitanio et al., 2009, 2007](#); [Fourel et al., 2014](#); [Funiciello et al., 2003b](#)]. [Capitanio et Morra \[2012\]](#) classent les modes de subduction dans un diagramme élaboré en fonction du contraste de densité et du rapport de viscosité entre slab et manteau. Ces auteurs suggèrent que les forts contrastes (de densité et de viscosité)

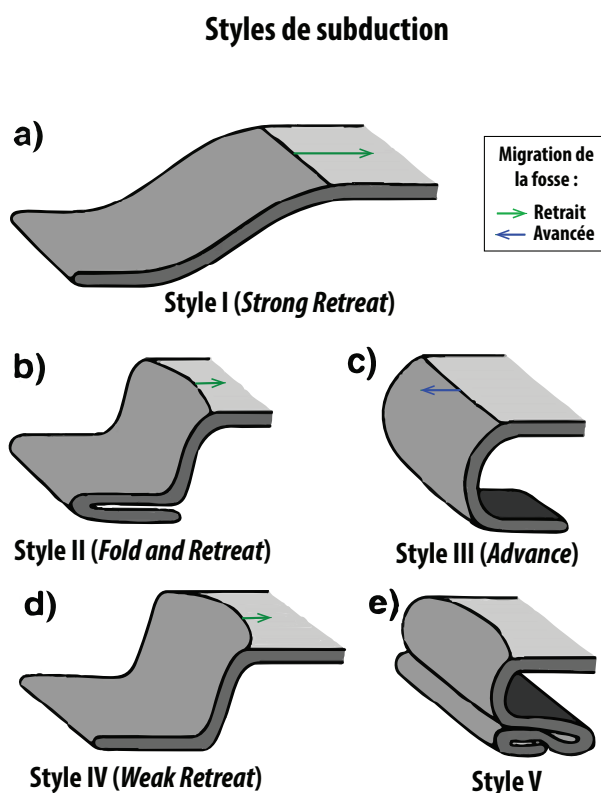


Figure III.1 — Styles (ou modes) de subduction déterminés avec des modèles de subduction libre (figure modifiée d'après [Stegman et al. \[2010\]](#)).

gènèrent un mode de subduction avec retrait de la fosse et un faible pendage du slab tandis que des valeurs faibles des contrastes produisent plutôt des plissements stationnaires sur la discontinuité à 660 km, en concordance avec l'étude de [Stegman et al. \[2010\]](#) où les plaques sont viscoplastiques.

Aucune des études évoquées ci-dessus ne prend en compte la présence de la plaque supérieure. Cependant, il a été montré que cette dernière contrôle également l'évolution de la subduction [[Capitanio et Faccenda, 2012](#); [Capitanio et al., 2010](#); [Garel et al., 2014](#); [Gibert et al., 2012](#); [Holt et al., 2015](#); [Sharples et al., 2014](#); [Yamato et al., 2009](#)] et que notamment sa cinématique a une influence sur le mode de subduction [[Gibert et al., 2012](#); [Heuret et al., 2007](#)].

1.1 Un critère cinématique prédisant le style de dépôt

[Gibert et al. \[2012\]](#) ont effectué une étude paramétrique sur les conditions cinématiques des plaques et ont déterminé un critère prédisant le mode de dépôt du panneau plongeant. Cette

III.1 Les différents modes de dépôt des slabs à 660 km

étude est résumée par le diagramme de la figure III.2 où les axes indiquent les vitesses des plaques (vitesse de la plaque supérieure : v_{op} ; vitesse de la plaque plongeante : v_{sp}), comptées positivement quand elles sont dirigées vers la fosse.

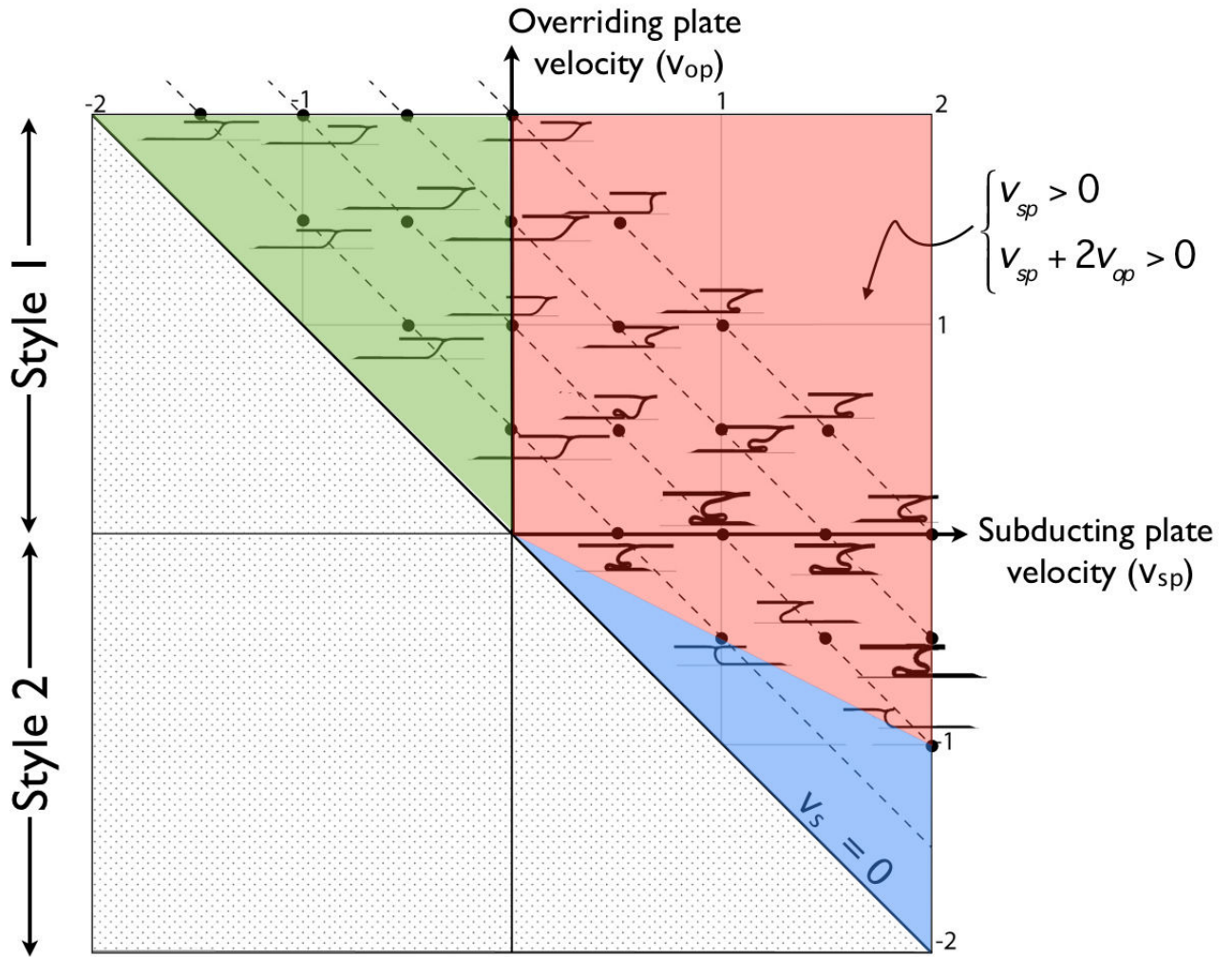


Figure III.2 – Figure d'après Gibert et al. [2012] basé sur le diagramme proposé par [Heuret et al., 2007]. Relation entre les vitesses des plaques v_{op} et v_{sp} et la géométrie du panneau plongeant. Les lignes diagonales en tirets correspondent à une valeur de v_s constante. Pour la comparaison avec Heuret et al. [2007], la même unité de vitesse est utilisée (cm/min). Une unité de vitesses correspond à 10 cm/an dans la nature.

Deux styles de dépôt peuvent être distingués en fonction de la vitesse de la plaque supérieure :

- Style 1 : la partie inférieure de la plaque subduite se dépose sur la discontinuité à 660 km. Il est obtenu lorsque la vitesse de la plaque supérieure est positive.

- Style 2 : la partie supérieure de la plaque subduite se dépose sur la discontinuité à 660 km.

Il est obtenu lorsque la vitesse de la plaque supérieure est négative.

De plus, pour ces deux styles, on discrimine ceux avec formation de plis (styles 1a et style 2a) et ceux sans plis (style 1b et style 2b). Le critère cinématique déterminant la formation de plis est le suivant :

$$|v_{op}| < v_{op} + v_{sp} \quad (\text{III-1})$$

1.2 Régime de plis cycliques et déformation de la plaque supérieure

[Gibert et al. \[2012\]](#) ont montré que, pour le style de dépôt 1a (c.-à-d. dépôt du slab sur sa face inférieure et avec formation de plis), le rapport entre la vitesse de la plaque supérieure et la vitesse de subduction ($v_s = v_{op} + v_{sp}$) contrôle l'espacement entre deux plis successifs. Plus le rapport v_{op}/v_s est petit et plus l'espacement l'est également, jusqu'au cas limite $v_{op} = 0$, où la fosse est stationnaire, générant un empilement des plis les uns sur les autres.

Afin d'illustrer la relation entre le style de dépôt et la déformation de surface, ces auteurs effectuent une expérience numérique de style 1a et montrent la variation périodique du pendage du slab induite par la cyclicité des plissements. Ces variations de l'angle de subduction autour d'un angle moyen de 30° , génèrent des variations dans le régime tectonique de la plaque chevauchante étant donné le couplage entre les deux plaques. La plaque supérieure est en compression lorsque l'angle de subduction est inférieur à 30° - 40° et en extension dans le cas contraire.

Néanmoins, le modèle utilisé par [Gibert et al. \[2012\]](#) considère le manteau comme un fluide parfait, négligeant ainsi les forces visqueuses s'exerçant sur les parois des plaques. Or, cette viscosité, si elle est suffisamment importante, devrait influencer la déformation du slab et, par conséquent, la cyclicité de l'état de contrainte de la plaque chevauchante.

2 Paramètres contrôlant les plissements du slab à 660 km

[Gibert et al. \[2012\]](#) ont déterminé un critère cinématique pour prédire les différents modes de subduction lorsque celle-ci est contrôlée par les vitesses aux limites. L'objectif de notre travail, à présent, est d'étudier comment certains paramètres rhéologiques peuvent impacter les comportements déterminés par ces auteurs, en étudiant plus précisément les styles de subduction avec plissements.

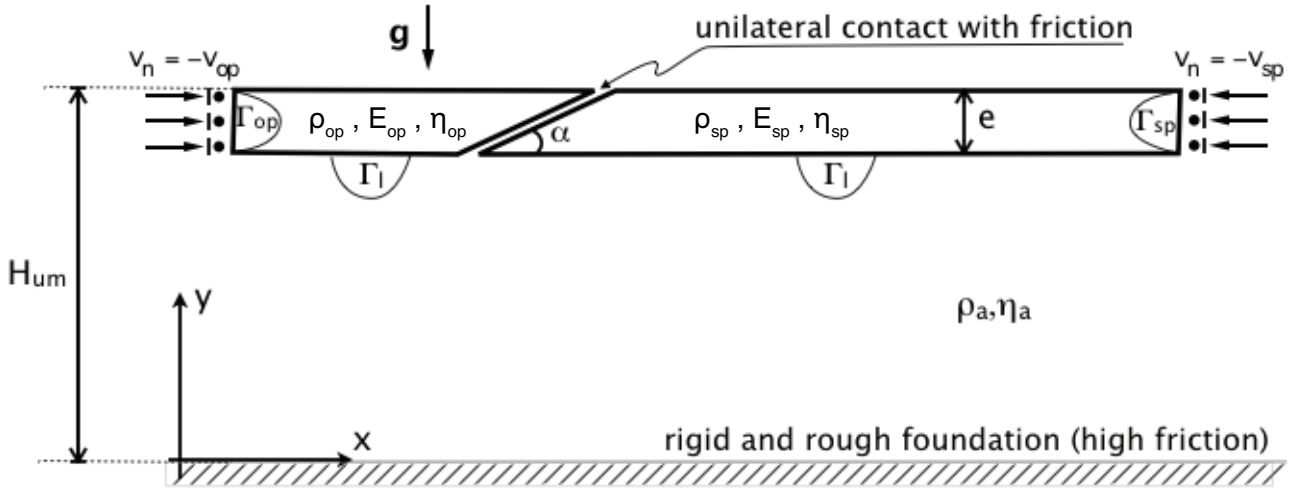


Figure III.3 – Schéma du modèle utilisée pour l'étude de la subduction dans sa configuration initiale. Les plaques sont viscoélastiques (ou élastiques si $\eta_{op} = \eta_{sp} = 0$) et le manteau supérieur, est visqueux (non-visqueux si $\eta_a = 0$). La discontinuité entre le manteau supérieur et le manteau inférieur est modélisée par une paroi rigide et est suffisamment rugueuse pour ancrer le panneau plongeant venant se déposer sur sa surface. Les paramètres mécaniques et géométriques ainsi que les conditions aux limites illustrés et utilisés dans le modèle sont décrits dans le texte.

Le modèle physique utilisé dans cette étude, similaire à celui de [Gibert et al. \[2012\]](#), est celui présenté en détail dans la [partie II.1](#) et la représentation schématique de celui-ci appliqué à l'étude d'un système de subduction est illustré, dans sa configuration initiale, par la figure [III.3](#). Les plaques sont entièrement viscoélastiques, le manteau est isovisqueux et nous considérons que les effets thermiques peuvent être négligés pour des subductions suffisamment rapides.

Contrairement à la plupart des études faites auparavant pour déterminer les modes de subduction, la plaque supérieure est, ici, prise en compte. Dans [Capitanio et al. \[2010\]](#), où la plaque chevauchante est aussi présente, trois configurations ont été étudiées :

- le mouvement des deux plaques est laissé libre.
- seul le mouvement aux limites de la plaque plongeante est laissé libre (plaque supérieure fixe).
- seul le mouvement aux limites de la plaque supérieure est laissé libre (plaque plongeante fixe).

Nous traitons, ici, un cas supplémentaire où nous imposons des vitesses aux plaques en champ lointain.

Chapitre III. Dépôts des panneaux plongeants sur la discontinuité à 660 km de profondeur : plis et cyclicité

Dans ce travail nous choisissons d'étudier l'influence des paramètres suivants :

- v_{op} et v_{sp} : vitesses imposées, respectivement, à la plaque supérieure et à la plaque plongeante (les vitesses sont comptées positivement vers la fosse et exprimées par rapport à la base du manteau supérieur immobile).
- v_s : vitesse de subduction (si la déformation interne des plaques est négligée, la vitesse de subduction est la vitesse relative $v_s = v_{op} + v_{sp}$).
- e : épaisseur initiale des plaques (par rapport à l'épaisseur du manteau supérieur H_{um}).
- E_{sp} : module de Young de la plaque plongeante (E_{op} étant le module de Young de la plaque chevauchante).
- η_{op} et η_{sp} : viscosité, respectivement, de la plaque supérieure et de la plaque plongeante.
- η_a : viscosité du manteau supérieur.

Dans toutes les expériences que nous avons effectuées, nous considérons un contraste de densité $\Delta\rho = 50 \text{ kg.m}^{-3}$ entre les plaques et le manteau supérieur. Le lecteur trouvera dans le tableau [III.1](#) les paramètres mécaniques variant dans chacune des expériences exposées dans cette partie.

Pour évaluer l'influence des paramètres ci-dessus, nous effectuons les mesures suivantes :

- Δe_{op} et Δe_{sp} : variation relative d'épaisseur, respectivement, de la plaque supérieure et de la plaque plongeante par rapport à leur épaisseur initiale e .
- σ_{xx} : contrainte déviatorique horizontale moyenne dans la plaque supérieure mesurée loin de la fosse.
- v_c : vitesse de convergence locale mesurée en des points proches de la fosse.
- v_{fosse} : vitesse de la fosse, comptée positivement vers la plaque plongeante (retrait de la fosse).
- L_p : distance moyenne entre deux plis successifs du slab.
- T_p : durée moyenne des cycles de plissement.
- θ : pendage moyen du panneau plongeant mesuré entre 100 et 200 km de profondeur.

III.2 Paramètres contrôlant les plissements du slab à 660 km

Tableau III.1 – Paramètres mécaniques variant dans les expériences réalisées dans la [partie III.2](#)

Exp. n°	v_{op} [cm/an]	v_{sp} [cm/an]	v_{op}/v_s	E_{sp} [Pa]	η_{op} [Pa.s]	η_{sp} [Pa.s]	η_a [Pa.s]	e [km]
0	0	2,9	0	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{27}	$5 \cdot 10^{24}$	/	90
1	1,0	2,9	0,3	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{27}	$5 \cdot 10^{24}$	/	90
2	2,0	2,9	0,4	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{27}	$5 \cdot 10^{24}$	/	90
3	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{27}	$5 \cdot 10^{24}$	/	90
4	4,3	2,9	0,6	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{27}	$5 \cdot 10^{24}$	/	90
5 à 30	0 à 5,0	2,0 à 4,3	0 à 0,6	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{27}	$5 \cdot 10^{24}$	/	90
31	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{27}	$5 \cdot 10^{24}$	/	60
32	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{27}	$5 \cdot 10^{24}$	/	70
33	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{27}	$5 \cdot 10^{24}$	/	80
34	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{27}	$5 \cdot 10^{24}$	/	100
35	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{27}	$5 \cdot 10^{24}$	/	110
36	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{27}	$5 \cdot 10^{24}$	/	120
37	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{27}	10^{24}	/	90
38	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{27}	$3 \cdot 10^{24}$	/	90
39	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{27}	$8 \cdot 10^{24}$	/	90
40	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{27}	10^{25}	/	90
41	2,9	2,9	0,5	$4 \cdot 10^{10}$	10^{27}	$5 \cdot 10^{24}$	/	90
42	2,9	2,9	0,5	$5 \cdot 10^{10}$	10^{27}	$5 \cdot 10^{24}$	/	90
43	2,9	2,9	0,5	$6 \cdot 10^{10}$	10^{27}	$5 \cdot 10^{24}$	/	90
44	2,9	2,9	0,5	$9 \cdot 10^{10}$	10^{27}	$5 \cdot 10^{24}$	/	90
45	2,9	2,9	0,5	$2 \cdot 10^{11}$	10^{27}	$5 \cdot 10^{24}$	/	90
46	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{24}$	$5 \cdot 10^{24}$	/	90
47	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{23}$	$5 \cdot 10^{24}$	/	90
48	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{23}$	$5 \cdot 10^{23}$	/	90
49	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{23}	$5 \cdot 10^{24}$	/	90
50	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{23}	$5 \cdot 10^{23}$	/	90
51	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{24}$	$3 \cdot 10^{23}$	10^{20}	90
52	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{24}$	$3 \cdot 10^{23}$	$3 \cdot 10^{20}$	90
53	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{24}$	$3 \cdot 10^{23}$	$5 \cdot 10^{20}$	90
54	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{23}	$5 \cdot 10^{24}$	$3 \cdot 10^{20}$	90
55	2,9	2,9	0,5	$7,5 \cdot 10^{10}$	10^{23}	$5 \cdot 10^{24}$	$5 \cdot 10^{20}$	90

2.1 Influence de la cinématique des plaques et des paramètres mécaniques de la plaque plongeante

Dans un premier temps nous considérons une plaque supérieure quasi-élastique (viscosité $\eta_{op} = 10^{27}$ Pa.s). Nous pouvons, dès lors, considérer que la vitesse de la fosse v_{fosse} est imposée car elle est égale à celle de la plaque supérieure. Nous négligeons la friction entre les plaques. L'épaisseur du manteau supérieur est la même dans toutes les expériences ($H_{um} = 660$ km) et, pour commencer, nous négligeons sa viscosité. L'ensemble des paramètres d'étude est reporté dans le tableau III.2

Le temps d'étude est $T_{fin} = 120$ Ma et la discrétisation temporelle est effectuée avec un pas de temps $\Delta t = 120$ a. Les plaques sont discrétisées avec des éléments de taille 30 km et nous recourons à un remaillage des domaines lorsque la plaque plongeante subit de grandes déformations.

Tableau III.2 – Paramètres du modèle utilisé dans la [partie III.2.1](#). Les paramètres notés avec un (*) varient entre les expériences.

Paramètres	Manteau	Plaque supérieure	Plaque subduite
Gravité (m.s^{-2})	$g = 10$		
Épaisseur (km)	$H_{um} = 660$	e^*	
Masse volumique (kg.m^3)	$\rho_a = 3150^a$	$\rho_{op} = 3200$	$\rho_{sp} = 3200$
Viscosité (Pa.s)	$\eta_a \ll \eta_{sp}$	$\eta_{op} = 10^{27}$	η_{sp}^*
Module de Young (Pa)	/	$E_{op} = 7,5.10^{10}$	E_{sp}^*
Coefficient de Poisson	/	$\nu = 0,25$	
Coefficients de frottement	/	Interface entre plaques : $c_f = 0$ Interface plaque/discontinuité : $c_f = 0,2$	
Vitesses (cm/an)	/	v_{op}^*	v_{sp}^*

^a masse volumique imposée en base de lithosphère

2.1.1 Influence de la vitesse des plaques

Plaque supérieure fixe

Nous effectuons une première expérience de référence où la plaque supérieure est fixe ($v_{op} = 0$). La plaque plongeante ($\eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s et $E_{sp} = 7,5.10^{10}$ Pa) converge avec une vitesse $v_{sp} = 2,9$ cm/an imposée sur son bord lointain. Les deux plaques ont une épaisseur initiale de même valeur e égale à 90 km.

III.2 Paramètres contrôlant les plissements du slab à 660 km

L'évolution temporelle de cet essai est représenté sur la figure III.4. Nous pouvons distinguer les phases suivantes :

- Avant contact avec la discontinuité à 660 km (entre 0 et 16 Ma) : du fait du contraste de densité ($\Delta\rho = 50 \text{ kg.m}^{-3}$) et de la viscosité négligeable du manteau, la plaque subduite plonge avec un angle de subduction θ prononcé et croissant ($\theta = 40^\circ$ à 5-10 Ma et $\theta = 55^\circ$ vers 15 Ma). Ceci engendre un recul du panneau plongeant associé à une dépression de la plaque chevauchante à une centaine de kilomètres de la fosse.
- Début de la formation du premier pli (entre 16 et 40 Ma) : après contact du panneau plongeant avec la discontinuité à 660 km (vers 15 Ma), le pendage du slab diminue ($\theta = 30^\circ$ à 29 Ma) et l'effort horizontal transmis à la plaque supérieure augmente provoquant une compression relative attestée par une surrection de l'avant-arc.
- Dépôt du premier pli (entre 40 et 45 Ma) : lorsque le panneau plongeant est suffisamment fléchi, le premier pli se referme rapidement. Le mouvement du slab est essentiellement vertical et entraîne la réapparition d'une dépression de l'avant-arc.
- Après dépôt du premier pli (entre 45 et 55 Ma) : le retrait du slab et l'augmentation croissante de son pendage génèrent une nouvelle phase d'extension de la plaque supérieure qui s'arrête lors de la formation d'un nouveau pli.
- Les différentes phases se répètent jusqu'à la fin du temps d'étude.

Figure III.5 nous représentons l'évolution de différentes grandeurs au cours de l'expérience de référence :

- Les figures III.5a et III.5b donnent la variation de l'épaisseur des plaques supérieure et plongeante (Δe_{op} et Δe_{sp}) et nous remarquons que cette variation est négligeable pour les deux plaques.
- La contrainte horizontale moyenne σ_{xx} (figure III.5c) varie au cours des phases décrites. Les périodes de plus forte extension correspondent aux périodes durant lesquelles le pendage du slab est important et les périodes de quiescence (voire de compression) s'associent à un faible pendage du slab au début de la formation des plis.
- La vitesse de convergence locale v_c (figure III.5) atteint un maximum avant le premier contact du panneau plongeant avec la discontinuité à 660 km. Elle atteint ensuite des maximums locaux lors des plissements. Le pic à 62-65 Ma correspond à l'instant où le retrait cesse et le slab se courbe vers l'avant pour former le deuxième pli. La vitesse v_c oscille autour d'une valeur moyenne qui correspond à la vitesse de subduction v_s imposée, et peut varier de 50% par rapport à cette dernière suivant la phase considérée.

Chapitre III. Dépôts des panneaux plongeants sur la discontinuité à 660 km de profondeur : plis et cyclicité

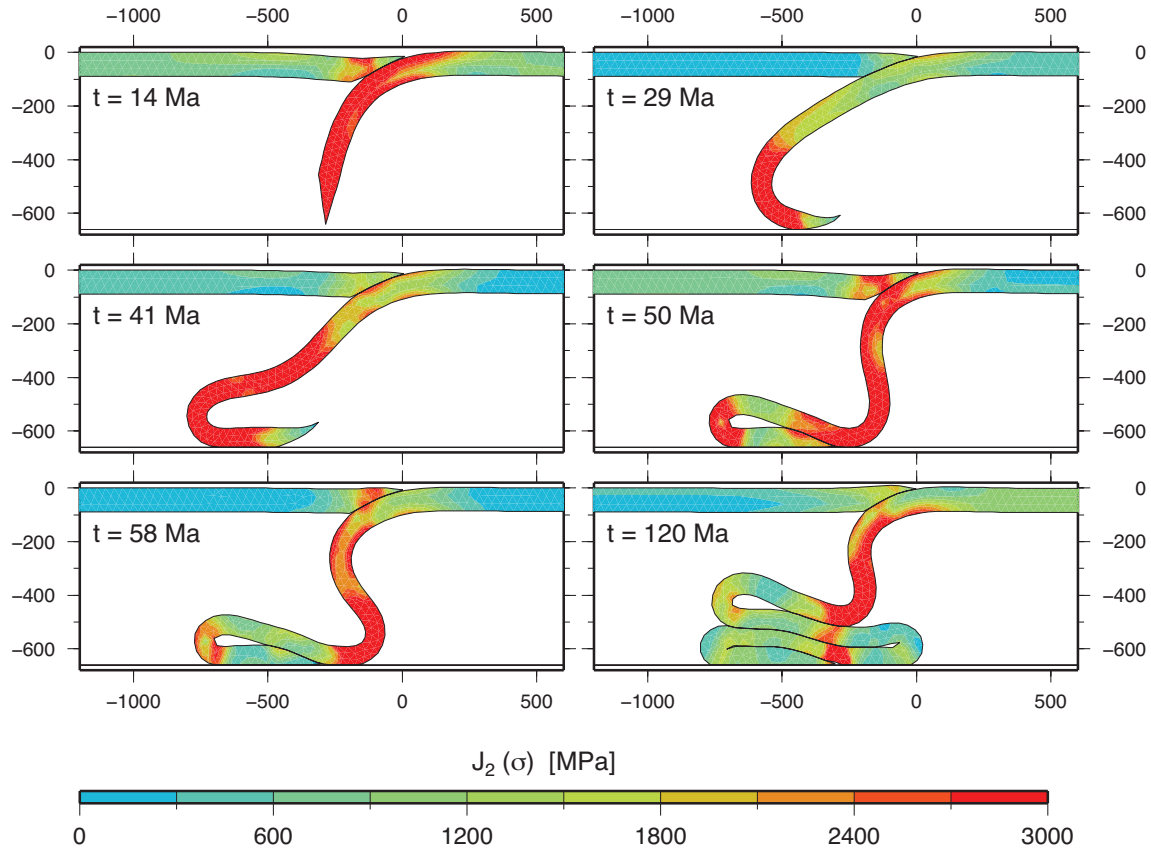


Figure III.4 – Évolution dans le temps de l'expérience de référence (exp. 0) avec une plaque chevauchante élastique fixe. La carte de couleur représente le second invariant du déviateur des contraintes.

Nous pouvons à présent tenter de faire le parallèle entre notre expérience et l'écoulement d'un filet de fluide tombant sur une paroi rigide et se plissant périodiquement. Dans une telle étude, [Ribe \[2003\]](#); [Ribe et al. \[2007\]](#) classent les plissements selon les valeurs prises par le nombre adimensionnel :

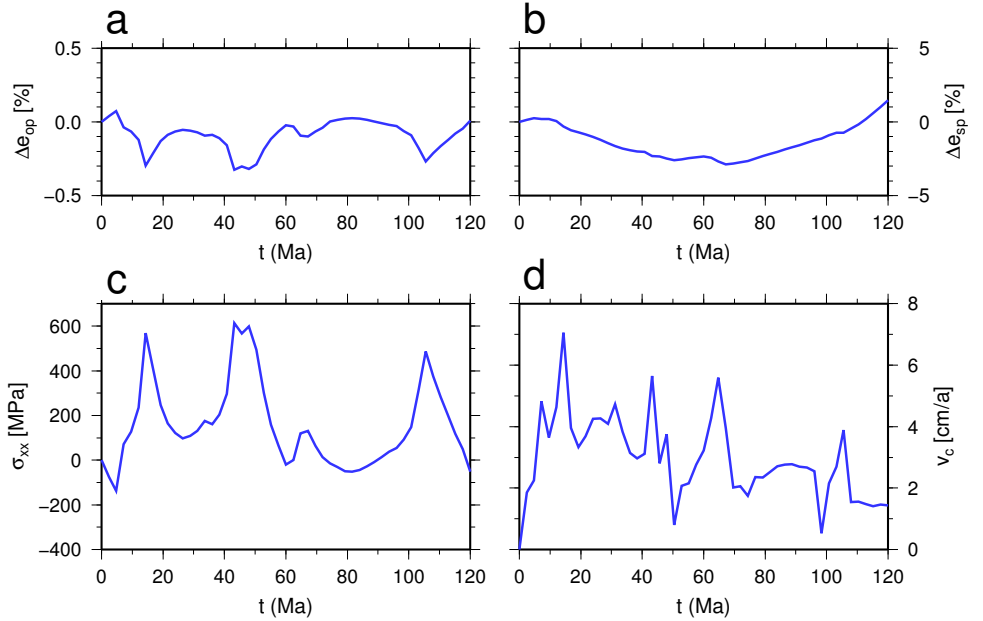
$$\Theta = H \left(\frac{\Delta \rho g}{\eta U h^2} \right)^{1/4} \quad (\text{III-2})$$

qui quantifie les effets relatifs entre le poids apparent, la résistance visqueuse au plissement, et l'injection forcée du fluide. H est la hauteur effective de chute, $\Delta \rho$ le contraste de densité, U la vitesse d'injection du fluide, η sa viscosité, et h l'épaisseur du filet. D'après cette étude lorsque $\Theta < 3,9$ les plissements du filet sont essentiellement contrôlés par la vigueur de l'injection et sont qualifiés de forcés (*forced folding*) tandis qu'ils sont qualifiés de libres (*free folding*) lorsque les plissements sont contrôlés par le poids apparent du filet.

Dans notre expérience, le corps a un comportement viscoélastique de type Maxwell et se com-

FIGURE III.5

Courbes de l'évolution de différentes quantités au cours de l'expérience de référence (exp. 0). **a)** Variation relative de l'épaisseur de la plaque supérieure. **b)** Variation relative de l'épaisseur de la plaque plongeante. **c)** Évolution de la contrainte horizontale dans la plaque supérieure. ($\sigma_{xx} > 0$: extension ; $\sigma_{xx} < 0$: compression) **d)** Vitesse de convergence locale v_c .



porte pratiquement comme un fluide purement visqueux si le temps de relaxation $\tau_r = \eta/G$ (η : viscosité ; G : module de cisaillement) est petit devant un temps τ_c caractérisant les sollicitations auxquelles il est soumis. Supposons cette hypothèse vérifiée et calculons la valeur du nombre adimensionnel donné par (III-2). Nous prenons $\eta = \eta_{sp}$, $U = v_s = 0,92 \text{ m.s}^{-3}$, et $H = H_{um}/\sin(\theta)$ où θ est l'angle de subduction (environ 60° lors du contact avec la discontinuité à 660 km) et nous obtenons un paramètre adimensionnel $\Theta = 1,5 \cdot 10^{-3}$ ce qui place notre expérience dans un cas de plissements forcés. Dans ce cas, Ribe et al. [2007] donnent une prédiction de l'amplitude des plis égale à la moitié de la hauteur effective de chute, soit ici $\delta_p^{Ribe} = 381 \text{ km}$. Le premier pli obtenu dans notre expérience a une longueur $\delta_p \simeq 700 \text{ km}$, presque deux fois supérieure à la prédiction. La différence entre la longueur mesurée et la longueur prédite par les travaux de Ribe et al. [2007] est discutée à la fin de cette section.

Plaque supérieure mobile

Étudions à présent les cas où la plaque chevauchante se déplace vers la plaque plongeante, autrement dit les cas où la fosse recule. Ces expériences, dont les résultats sont fournis figure III.6, sont effectuées avec les mêmes paramètres rhéologiques que l'expérience de référence. Nous conservons la même vitesse pour la plaque subduite ($v_{sp} = 2,9 \text{ cm/an}$) tandis que la vitesse de la plaque supérieure prend les valeurs : $v_{op} = 0$ ($v_{op}/v_s = 0$; expérience de référence fig. III.4 et fig. III.6a), $v_{op} = 1,0 \text{ cm/an}$ ($v_{op}/v_s = 0,25$; fig. III.6b), $v_{op} = 2,0 \text{ cm/an}$ ($v_{op}/v_s = 0,4$; fig. III.6c), $v_{op} = 2,9 \text{ cm/an}$ ($v_{op}/v_s = 0,5$; fig. III.6d) et $v_{op} = 4,3 \text{ cm/an}$ ($v_{op}/v_s = 0,6$; fig. III.6e).

Chapitre III. Dépôts des panneaux plongeants sur la discontinuité à 660 km de profondeur : plis et cyclicité

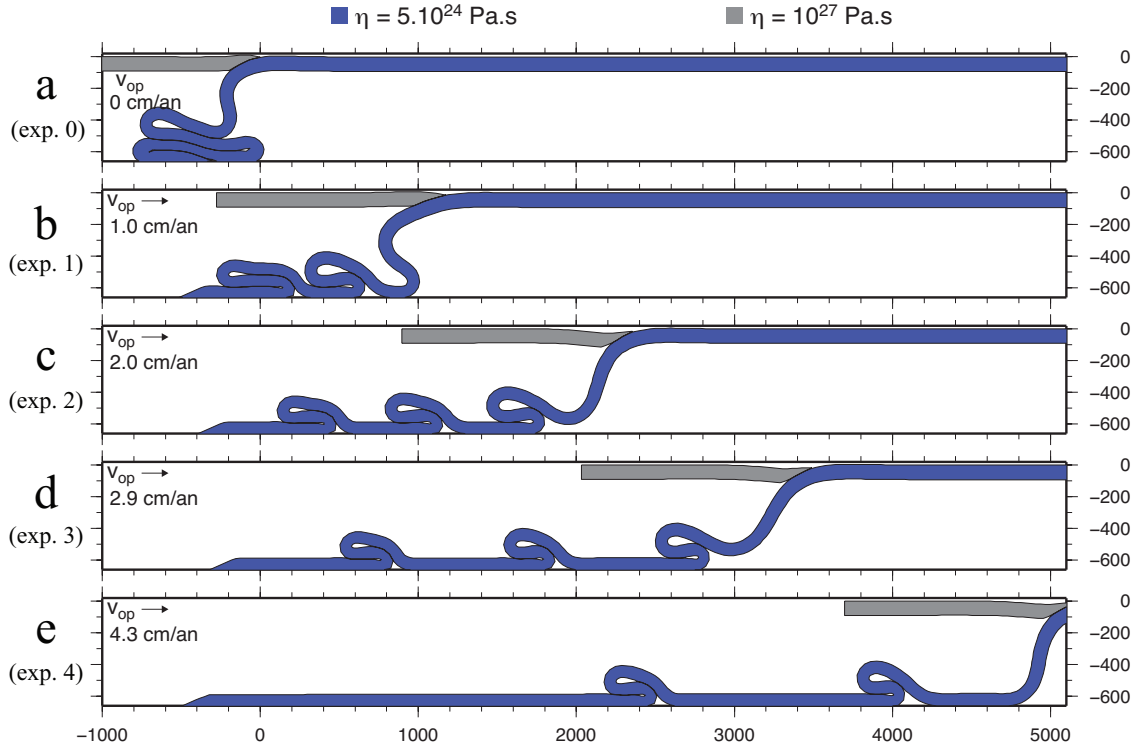


Figure III.6 – Géométries finales des expériences effectuées avec différentes vitesses de plaque supérieure dont les valeurs sont indiquées dans le coin supérieur gauche de chaque figure.

La figure III.6 montre que la vitesse de la plaque supérieure contrôle l'espacement L_p . Plus la fosse migre vite, plus les plis sont éloignés les uns des autres. De plus, en début de formation d'un pli, le slab adopte une forme courbe et la migration de la fosse accélère cette étape obligeant le slab à retomber plus rapidement. La taille du pli formé est donc déterminée par la rapidité avec laquelle cette étape s'est déroulée : plus v_{op} est important et plus la taille des plis diminue. Ces résultats concordent avec ceux de [Gibert et al. \[2012\]](#).

Nous reproduisons les mêmes expériences pour deux autres valeurs de vitesse de plaque plongeante ($v_{op} = 3,9$ cm/an et $v_{op} = 4,3$ cm/an) et nous reportons figure III.7a l'espacement L_p obtenu pour chaque combinaison de vitesses. À vitesse de plaque plongeante identique, L_p semble augmenter linéairement en fonction de la vitesse de la plaque chevauchante.

[Gibert et al. \[2012\]](#) ont souligné une évolution de L_p en fonction du rapport v_{op}/v_s . L_p diminue lorsque la contribution de v_{op} dans la vitesse de subduction v_s diminue. Nous constatons également ceci (cf. figure III.7b) mais remarquons que l'évolution de L_p en fonction de v_{op}/v_s n'est pas linéaire.

III.2 Paramètres contrôlant les plissements du slab à 660 km

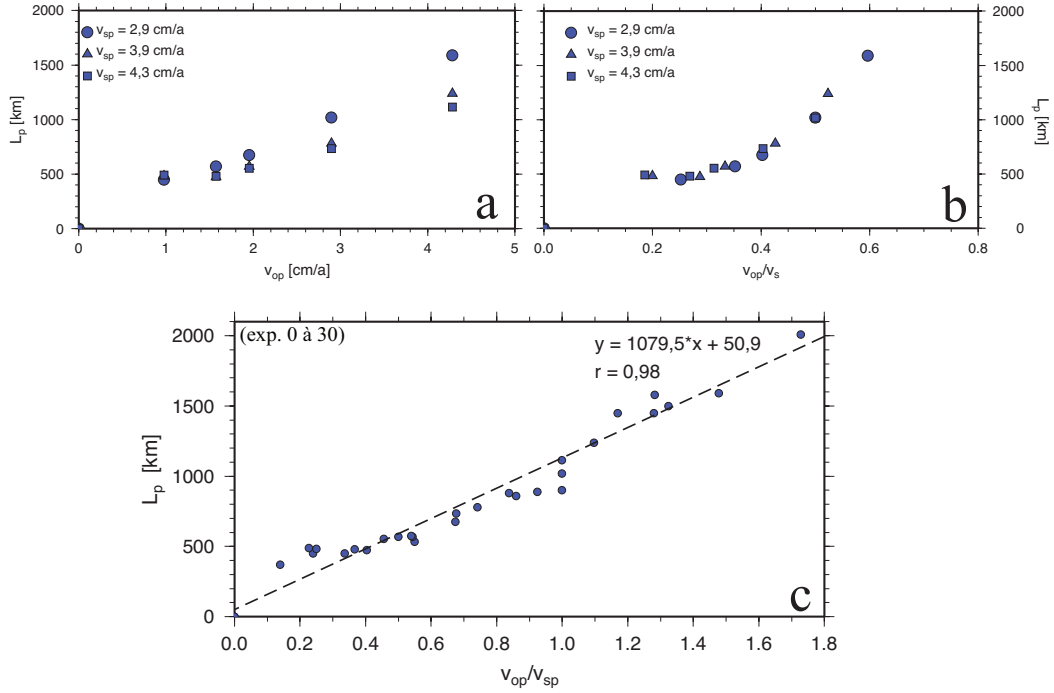


Figure III.7 — **a)** Distance moyenne entre les plis (L_p) en fonction de la vitesse de la plaque supérieure (v_{op}) pour différentes vitesses de plaque plongeante (v_{sp}). **b)** L_p en fonction du rapport v_{op}/v_s . **c)** L_p en fonction du rapport v_{op}/v_{sp} pour 31 expériences. La droite de régression linéaire est représentée en traits pointillés.

Toutefois, il est important de souligner que la détermination de L_p souffre de certaines imprécisions de mesure (purement géométrique et moyennée entre les différents plis). De plus, les plis n'ont pas la même géométrie en fonction de leur « ancienneté » puisqu'ils se tassent sur eux-mêmes au cours du temps (fluage). Malgré cette difficulté de mesure nous constatons, en augmentant le nombre de combinaisons entre les vitesses des plaques (31 expériences au total), une évolution quasi-linéaire entre L_p et le rapport v_{op}/v_{sp} (droite de régression linéaire avec un coefficient de corrélation $r = 0,98$; cf. figure III.7c).

2.1.2 Influence de l'épaisseur des plaques

Nous nous intéressons à présent à l'influence de l'épaisseur des plaques sur les plissements du slab. Nous effectuons des expériences dans lesquelles nous faisons varier uniquement l'épaisseur initiale e des plaques dans une gamme de valeurs acceptables ($60 \text{ km} \leq e \leq 120 \text{ km}$). Les géométries finales de chaque essai (figure III.8) ne semblent pas montrer de variation de L_p en fonction de l'épaisseur initiale des plaques lorsque $e \leq 80 \text{ km}$. Pour e compris entre 80 et 100 km, une légère augmentation de L_p et un retard de la formation du premier pli sont

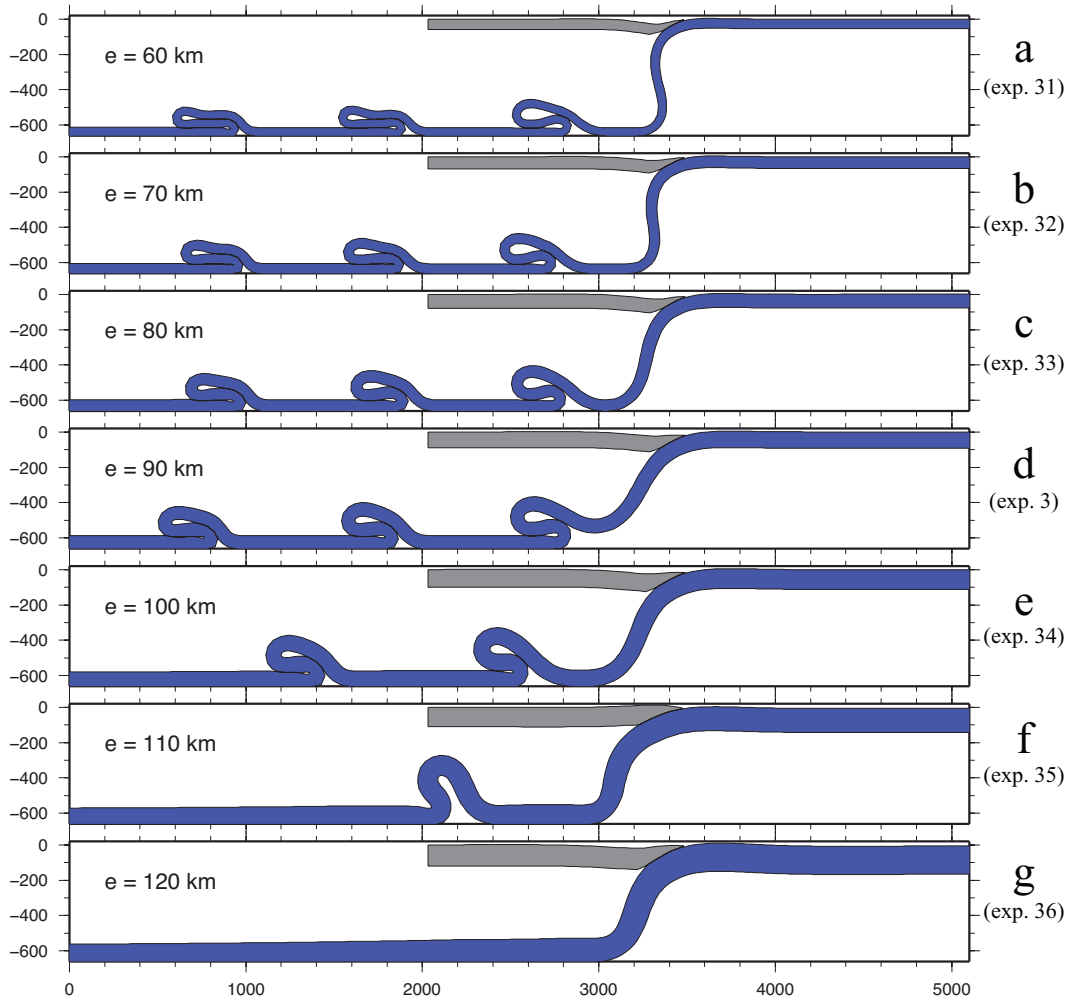


Figure III.8 – Géométries finales des expériences où seules les épaisseurs initiales des plaques (valeurs indiquées en haut à gauche de chaque figure) varient.

constatés. Lorsque $e = 110$ km (figure III.8f), un seul pli se forme au cours de l'expérience et adopte la forme d'une bosse qui ne retombe pas complètement sur la discontinuité à 660 km après le temps d'étude. Pour $e = 120$ km (figure III.8g), il n'y a plus de plis formés durant l'expérience.

2.1.3 Influence des paramètres rhéologiques de la plaque plongeante

Influence de η_{sp}

Nous effectuons plusieurs expériences dans lesquelles les vitesses et l'épaisseur initiale des plaques restent identiques ($v_{op} = v_{sp} = 2,9$ cm/an, $e = 90$ km) tandis que nous faisons varier

III.2 Paramètres contrôlant les plissements du slab à 660 km

la viscosité η_{sp} de la plaque plongeante.

Certains auteurs considèrent que la viscosité minimum pour laquelle la résistance du slab commence à avoir un effet significatif serait de 10^{24} Pa.s [Gibert et al., 2012; Ribe, 2010]. D'autres auteurs, utilisant des modèles avec des rhéologies dépendantes de la température et de l'état de contrainte, suggèrent que le cœur de la plaque plongeante peut maintenir des viscosités supérieures à 10^{25} Pa.s jusqu'à des profondeurs supérieures à 600 km [Billen et Hirth, 2007; Garel et al., 2014; Quinteros et al., 2010]. Aussi, dans ces expériences nous faisons varier la viscosité de la plaque subduite entre 10^{24} et 10^{25} Pa.s, les temps de relaxation correspondants étant entre, respectivement, 1,06 Ma et 10,6 Ma.

Les géométries des plaques obtenues après 120 Ma sont données figure III.9. La figure montre que plus la viscosité de la plaque subduite est importante plus les plis successifs sont espacés ($L_p \simeq 600$ km pour $\eta_{sp} = 10^{24}$ Pa.s et $L_p \simeq 1200$ km pour $\eta_{sp} = 10^{25}$ Pa.s).

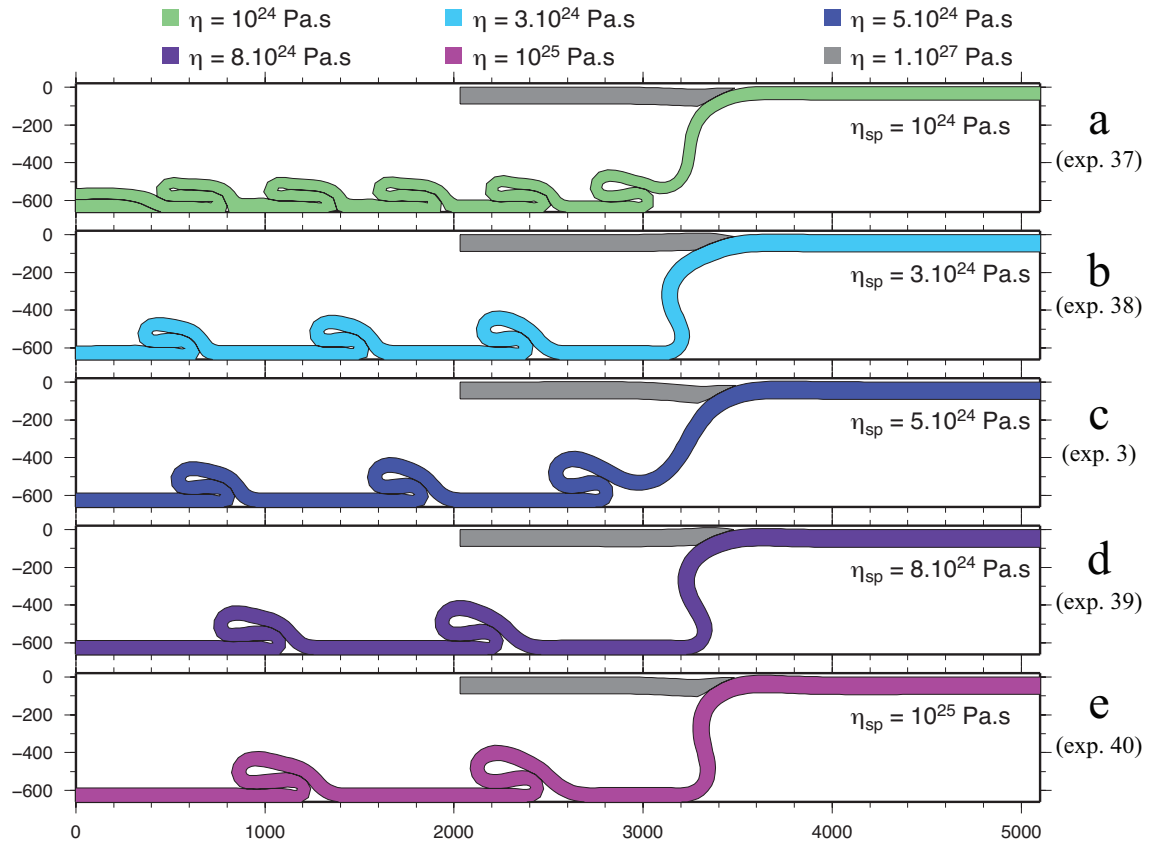
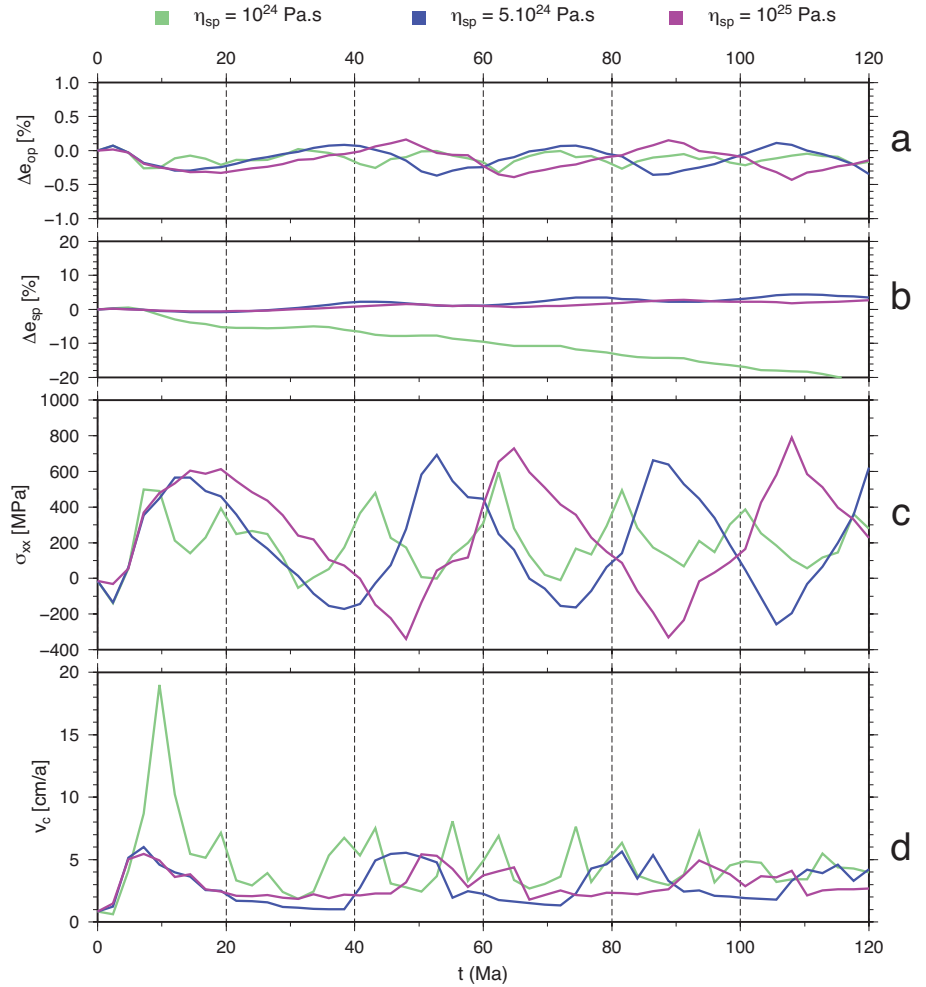


Figure III.9 — Géométries finales pour les expériences où seule la viscosité de la plaque plongeante varie (valeurs indiquées dans le coin droit de chaque figure).

FIGURE III.10 – a) Variation relative de l'épaisseur de la plaque supérieure. b) Variation relative de l'épaisseur de la plaque plongeante. c) Évolution de la contrainte horizontale dans la plaque supérieure. ($\sigma_{xx} > 0$: extension; $\sigma_{xx} < 0$: compression) d) Vitesse de convergence locale v_c .



Nous avons représenté, figure III.10, l'évolution de différentes grandeurs pour des expériences choisies ($\eta_{sp} = 10^{24}$ Pa.s, $\eta_{sp} = 5 \cdot 10^{24}$ Pa.s et $\eta_{sp} = 10^{25}$ Pa.s) :

- La variation relative d'épaisseur de la plaque supérieure (Δe_{op}) est négligeable (fig. III.10a) tandis que celle de la plaque plongeante (Δe_{sp}) évolue au cours de toutes les expériences (fig. III.10b). Pour des plaques plongeantes de viscosité $\eta_{sp} > 10^{24}$ Pa.s, Δe_{sp} est inférieure à 5%, alors que pour $\eta_{sp} = 10^{24}$ Pa.s l'épaisseur de la plaque plongeante diminue fortement au cours du temps et atteint environ 70 km en fin d'expérience.
- Comme dans l'expérience de référence, la formation cyclique des plis entraîne une variation cyclique de l'état de contrainte dans la plaque supérieure (fig. III.10c). Des épisodes d'extension importante se déroulent lorsque le pendage du panneau plongeant augmente avant la formation d'un pli puis, lors de la formation d'un pli, des épisodes de compression relative ont lieu. L'amplitude crête-à-crête de σ_{xx} est d'autant plus importante que la viscosité de la plaque plongeante est importante. Néanmoins, alors que dans les cas $\eta_{sp} =$

III.2 Paramètres contrôlant les plissements du slab à 660 km

5.10^{24} Pa.s ou $\eta_{sp} = 10^{25}$ Pa.s l'amplitude de σ_{xx} reste constante, dans le cas $\eta_{sp} = 10^{24}$ Pa.s elle diminue au cours du temps. Cette diminution est corrélée à la diminution progressive de l'épaisseur de la plaque plongeante.

- La vitesse de convergence locale v_c (fig. III.10d) connaît une première augmentation avant le premier contact entre le panneau plongeant et la discontinuité à 660 km. Elle oscille ensuite autour d'une valeur moyenne correspondant approximativement à la valeur de la vitesse de subduction v_s . Comme pour l'expérience de référence, des maximums locaux ont lieu lors de la formation d'un pli.

Influence de E_{sp}

Le dernier paramètre mécanique de la plaque plongeante que nous étudions est son module de Young. Nous conservons les mêmes paramètres cinématiques que pour l'essai précédent ($v_{op} = v_{sp} = 2,9$ cm/an), nous considérons une plaque plongeante de viscosité $\eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s et nous varions son module de Young entre 4.10^{10} Pa et 2.10^{11} Pa (soit des modules de cisaillement G compris entre $1,6.10^{10}$ Pa et 8.10^{10} Pa et des temps de relaxation τ_r entre 10 Ma et 2 Ma). Les résultats sont reportés figure III.11.

Pour les cas où 4.10^{10} Pa $\leq E_{sp} \leq 7,5.10^{10}$ Pa (figures III.11a,b,c,et d), nous remarquons qu'une augmentation du module de Young entraîne une diminution de L_p . À l'inverse, l'espacement L_p augmente ensuite légèrement lorsque $E_{sp} = 9.10^{10}$ Pa (figure III.11e). Enfin, lorsque $E_{sp} = 2.10^{11}$ Pa, il n'y a plus de plis créés durant l'expérience.

Comme pour les expériences précédentes, nous représentons figure III.12 la variation d'épaisseur relative des deux plaques, l'évolution de la contrainte horizontale dans la plaque supérieure et l'évolution de la vitesse de convergence au cours du temps pour trois expériences choisies ($E_{sp} = 4.10^{10}$ Pa, $E_{sp} = 7,5.10^{10}$ Pa et $E_{sp} = 2.10^{11}$ Pa) :

- La variation relative d'épaisseur de la plaque plongeante est différente selon les cas considérés (cf. figure III.12b). Δe_{sp} est inférieure à 5% pour le cas où $E_{sp} = 7,5.10^{10}$ Pa alors qu'elle varie de plus de 10% dans les deux autres cas. Pour le plus fort module de Young testé, la plaque plongeante s'épaissit tandis que l'inverse se produit pour des modules de Young plus faibles.
- Pour le cas $E_{sp} = 2.10^{11}$ Pa, dans lequel il n'y a pas de formation de plis, la contrainte horizontale moyenne dans la plaque supérieure est faible au regard des diverses expériences montrées jusqu'ici et le régime est presque neutre (compression modérée en fin d'expérience avec $\sigma_{xx} > -100$ MPa). Pour l'expérience à module de Young relativement

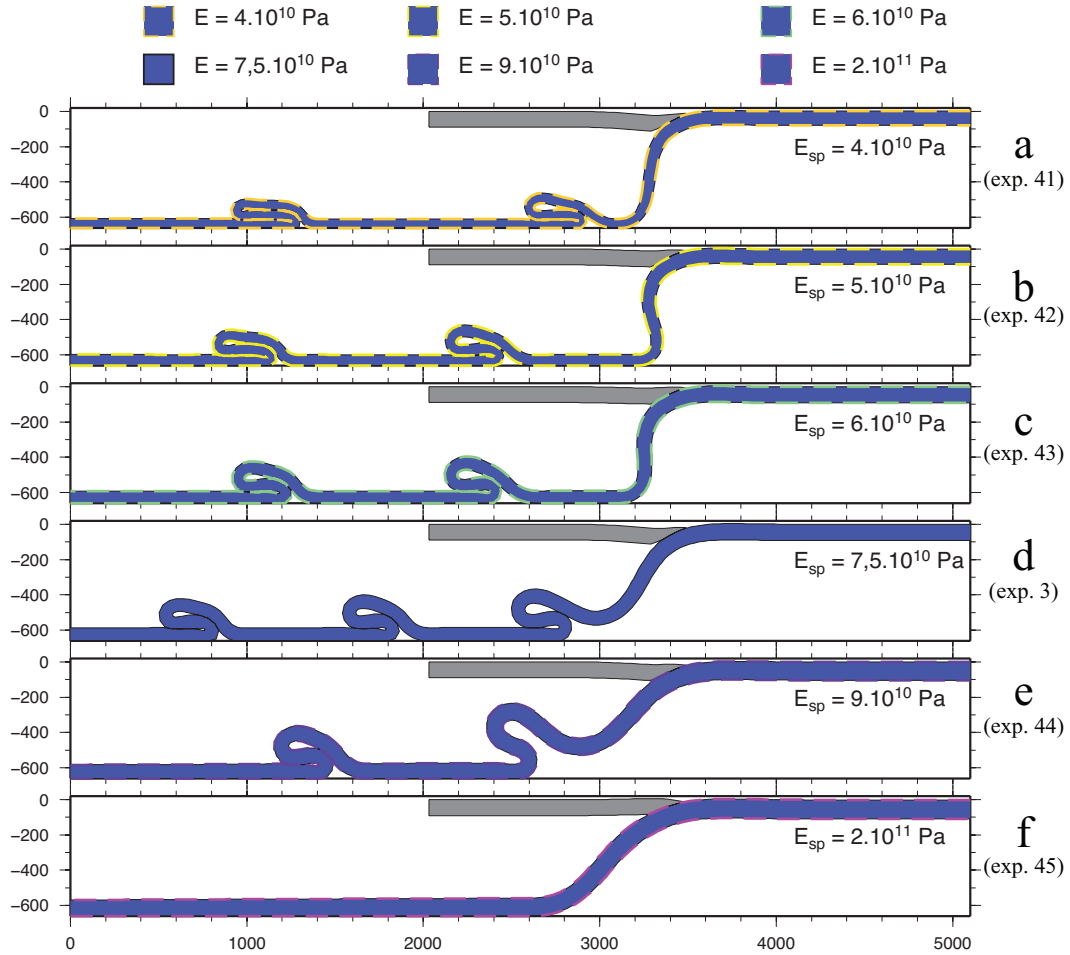


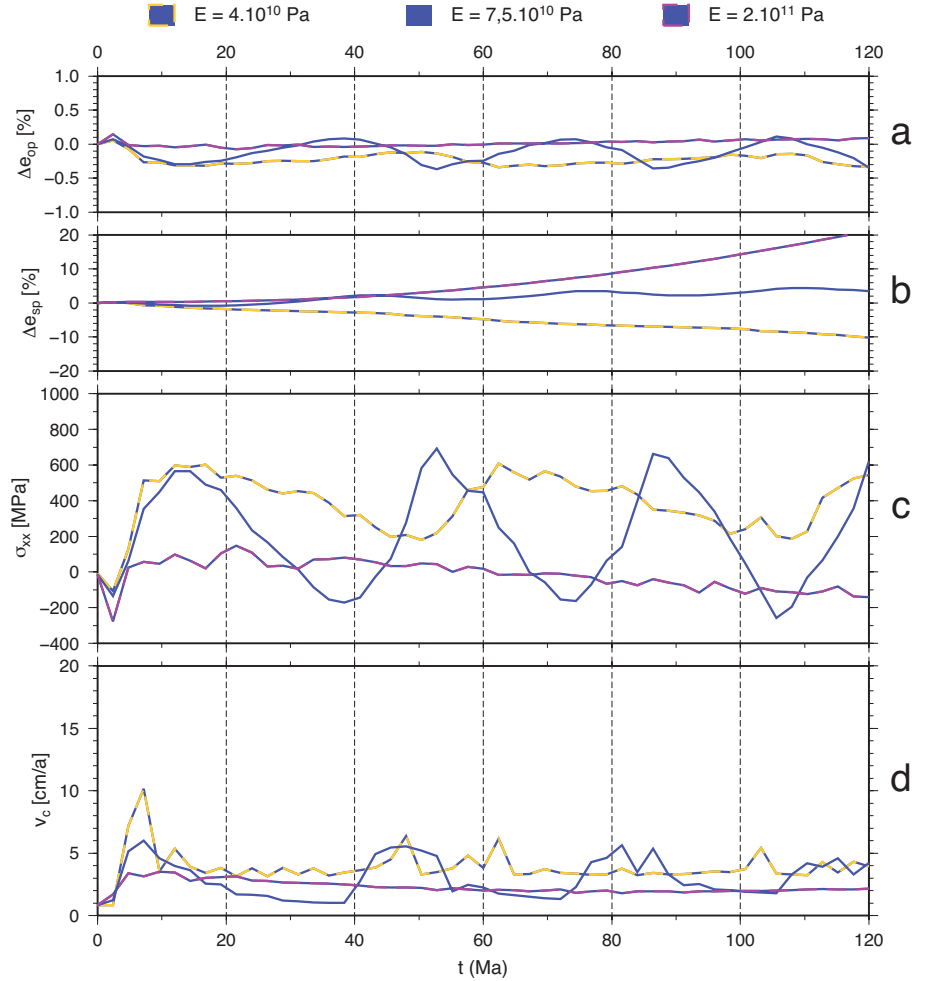
Figure III.11 – Géométries finales pour les expériences où seul le module de Young de la plaque plongeante varie (valeurs indiquées dans le coin supérieur droit de chaque figure).

faible $E_{sp} = 4.10^{10}$ Pa, σ_{xx} varie avec la formation de plis bien mais demeure toujours extensive. Enfin, dans l'expérience avec $E_{sp} = 7,5.10^{10}$ Pa, l'amplitude crête-à-crête de σ_{xx} reste constante et il y a alternance entre des périodes d'extension et des périodes de compression (voir figure III.12c).

- L'évolution de v_c (figure III.12d) présente les mêmes tendances que l'évolution de σ_{xx} . Cette vitesse est relativement constante pour le cas avec $E_{sp} = 2.10^{11}$ où elle demeure proche de v_s . Au contraire v_c varie pour les cas avec $E_{sp} = 4.10^{10}$ Pa et $E_{sp} = 7,5.10^{10}$ Pa.

III.2 Paramètres contrôlant les plissements du slab à 660 km

FIGURE III.12 – a) Variation relative de l'épaisseur de la plaque supérieure. b) Variation relative de l'épaisseur de la plaque plongeante. c) Évolution de la contrainte horizontale dans la plaque supérieure. ($\sigma_{xx} > 0$: extension; $\sigma_{xx} < 0$: compression) d) Vitesse de convergence locale v_c .



2.1.4 Discussion des expériences avec une plaque supérieure quasi-élastique

Influence de la cinématique

Pour commencer, nous avons fixé les paramètres rhéologiques des plaques, combiné différentes vitesses de plaques (respectant le critère de plissements du slab défini par [Gibert et al. \[2012\]](#)) et avons principalement montré que :

- Dans le cas d'une plaque supérieure fixe (expérience de référence avec $\eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s), l'analogie entre notre modèle et l'écoulement de filet visqueux se plissant sur une paroi rigide [[Ribe, 2003](#); [Ribe et al., 2007](#)] est limitée. En effet, nous avons mesuré une amplitude des plis δ_p deux fois supérieure à l'amplitude prédite δ_p^{Ribe} par l'étude des plissements d'un filet de fluide visqueux.
- Les variations de pendage durant la formation cyclique de plis sur l'interface à 660 km de profondeur génèrent des cycles du régime tectonique de la plaque chevauchante [voir

Chapitre III. Dépôts des panneaux plongeants sur la discontinuité à 660 km de profondeur : plis et cyclicité

aussi [Cerpa et al., 2014](#); [Gibert et al., 2012](#)]. De forts pendages induisent des périodes de forte extension de la plaque supérieure et les périodes de faible pendage induisent de la compression dans cette plaque.

- Dans différentes expériences à v_{sp} identique (et paramètres mécaniques identiques), l'augmentation de v_{op} augmente la distance entre plis successifs.
- L'ensemble des expériences à paramètres mécaniques identiques, ont montré une relation linéaire entre L_p et le rapport v_{op}/v_{sp} .

Plusieurs hypothèses peuvent être émises pour expliquer la différence entre la prédiction évaluée pour les plissements d'un filet de fluide visqueux et le résultat de notre expérience de référence. En premier lieu, nous pouvons bien entendu suspecter une influence non-négligeable de l'élasticité dans notre essai. Pour quantifier cette influence, nous considérons un temps caractéristique τ_c qui, en première approximation, est égal au temps de formation d'un pli (temps écoulé entre l'instant où le slab commence à se plisser et le dépôt du pli). Dans cette expérience, pour le premier pli nous avons mesuré $\tau_c \simeq 20$ Ma. La viscosité de la plaque plongeante étant $\eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s, son module de Young $E_{sp} = 7,5.10^{10}$ Pa et le coefficient de Poisson $\nu = 0,25$, cela donne un temps de relaxation $\tau_r = 5,3$ Ma qui n'est pas négligeable par rapport au temps caractéristique.

Par conséquent, nous supposons que la différence d'amplitude des plis entre notre expérience et l'estimation faite pour un filet de fluide visqueux est expliquée principalement par la part de déformation élastique non-négligeable dans notre expérience. Néanmoins, le temps de relaxation est petit vis-à-vis du temps total d'étude et les contraintes devraient être complètement relaxées au cours de l'expérience.

En deuxième lieu, dans les expériences effectuées dans [Ribe \[2003\]](#), la direction d'injection du fluide est normale par rapport à la paroi rigide sur laquelle se dépose le pli (fig [III.13a](#)), ce qui n'est pas le cas ici. Cependant, [Ribe et al. \[2007\]](#) affirment que lors d'expériences dans lesquelles l'injection du filet visqueux (viscosité η_{sp}) dans un milieu fluide comportant deux couches de viscosité η_a et η_{lm} ($\eta_a \ll \eta_{lm} < \eta_{sp}$) est effectuée avec un angle oblique, les plissements du filet à travers l'interface ont une amplitude analogue à celle prédite dans un cas d'injection normale et une paroi rigide (cf. fig [III.13b](#)).

Effectivement, avec un modèle thermo-mécanique de subduction libre où la plaque supérieure est fixe, [Lee et King \[2011\]](#) ont étudié les plissements du slab dans la zone de transition du manteau (cf. fig. [III.13c](#)). Le slab tombe verticalement (fosse stationnaire) et le saut de viscosité à 660 km de profondeur génère des plissements du panneau plongeant dans cette zone. Les auteurs obtiennent des amplitudes de plis en accord (moins de 20% de différence) avec les

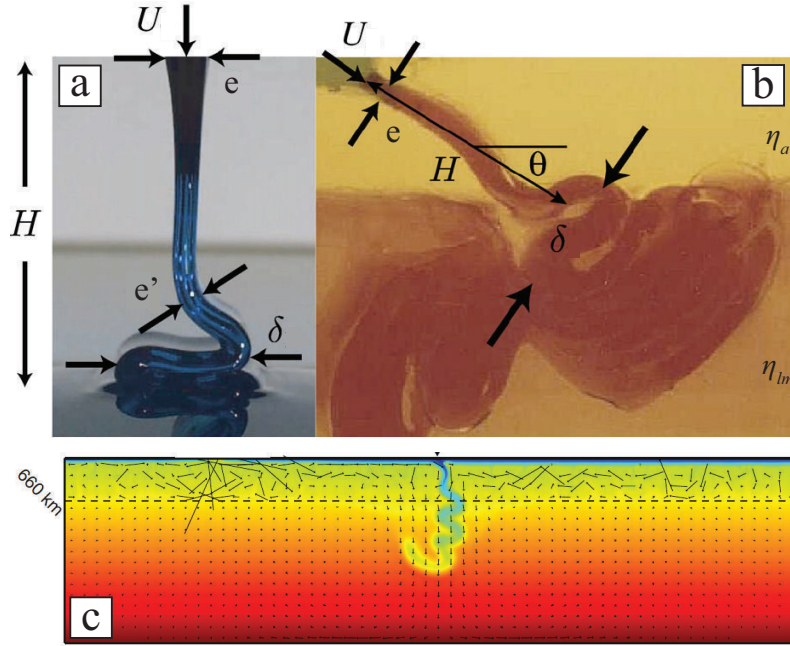


Figure III.13 – (fig. a et b d'après Ribe et al. [2007] a) Configuration expérimentale pour l'étude des plissements d'un fil de fluide visqueux tombant sur une paroi rigide (U : vitesse d'injection du fil, H : hauteur effective de chute, e : épaisseur du fil en entrée, e' : épaisseur du fil lors du dépôt sur la paroi rigide, δ : amplitude du pli). b) dispositif expérimental dans une configuration analogue à celle des zones de subduction. c) Figure d'après Lee et King [2011]. Champs de température et de vitesse dans un modèle thermo-mécanique de subduction après 82 Ma. La plaque supérieure est fixe et la surface de la plaque plongeante est à vitesse normale nulle. Les faces inférieure et latérales sont à vitesse normale nulle. Une température constante est imposée sur les faces inférieure et supérieure. La rhéologie du milieu est dépendante de la température et de l'état de contrainte. Un saut de viscosité (égal à 64) est imposé à 660 km de profondeur.

prédictions de Ribe [2003] et Ribe et al. [2007].

Il est important de remarquer qu'en répétant l'essai de référence avec une plaque plongeante de viscosité $\eta_{sp} = 5.10^{23}$ Pa.s (un ordre de grandeur plus petit que dans l'essai de référence), l'amplitude mesurée du premier pli formé n'est plus que 50% plus grande que l'estimation de Ribe [2003].

Dans l'expérience de référence, nous avons mesuré très peu de compression dans la plaque supérieure, et ce, même durant les phases à faible pendage du panneau plongeant. Cela s'explique par l'imposition d'un contact sans friction à l'interface entre les plaques. Ce choix permet d'analyser quels autres paramètres sont susceptibles de favoriser de la compression dans la plaque supérieure lorsque le panneau plongeant est ancré (et se plisse) sur la discontinuité à 660 km de profondeur.

Chapitre III. Dépôts des panneaux plongeants sur la discontinuité à 660 km de profondeur : plis et cyclicité

Nous avons montré dans cette même expérience de référence, les contraintes déviatoriques générées dans la plaque plongeante lors des plissements. Dans les parties les plus fléchies du slab, typiquement lors des plissements, les contraintes déviatoriques sont de l'ordre de 3 GPa, quand partout ailleurs celles-ci atteignent des valeurs plus modestes (< 1 GPa). De telles contraintes sont une conséquence du modèle rhéologique choisi (viscoélasticité de Maxwell) qui ne considère pas de seuil plastique. Notons que des essais en laboratoire sur des minéraux d'olivine ont montré que dans des conditions ($P - T$) équivalentes à celles d'un slab froid ($\sim 600^\circ\text{C}$) plongé à 400-600 km de profondeur, la contrainte mesurée peut atteindre 1,5-2 GPa [Schubnel et al., 2013; Weidner et al., 2001] (cf. chapitre I et discussion dans Cerpa et al. [2014]).

La distance séparant deux plis successifs et la vitesse des plaques sont fortement liées, du moins lorsque les plaques sont peu déformables. On pourrait donc, dans un cas idéal, définir une loi empirique donnant L_p en fonction des vitesses v_{op} et v_{sp} . Toutefois, pour l'application aux subductions naturelles, en admettant que des plis puissent se former à l'interface entre manteau inférieur et manteau supérieur, la tomographie sismique n'a pas une résolution suffisamment fine pour montrer avec précision les plis éventuellement formés (cf. chapitre I). De plus, si la stagnation du panneau plongeant à 660 km de profondeur est temporaire [Fukao et Obayashi, 2013], les plis qui pourraient avoir été formés ont pu pénétrer progressivement dans le manteau inférieur [Sigloch et al., 2008] et il serait donc illusoire de prétendre pouvoir vérifier le lien entre interdistance des plis et vitesse des plaques.

Nous avons donc exploré le lien entre la vitesse des plaques et la cyclicité dans la plaque chevauchante dont les unités géologiques et magmatiques peuvent, parfois, enregistrer l'historique de la subduction (comme par exemple dans les Andes [Haschke et al., 2006]). Cependant, la courbe de la figure III.14, déduite des modèles, ne permet pas de déceler une relation simple entre la durée de cycle (T_p) et v_{op} (à v_{sp} constant) contrairement à ce que nous avons montré pour l'interdistance L_p . Nous pouvons tout de même remarquer que pour les vitesses qui ont été utilisées, T_p est important (> 40 Ma) lorsque la plaque supérieure est fixe ou lente (< 1 cm/an). Toujours à v_{sp} constant, une augmentation de la vitesse de la plaque supérieure (jusqu'à $v_{op} \simeq 3$ cm/an) entraîne une diminution de la durée des cycles. Au-delà de $v_{op} \simeq 3$ cm/an, nous observons une nouvelle augmentation de T_p . Comme attendu, à vitesse de plaque supérieure identique, plus la plaque plongeante est rapide et plus la durée des cycles est courte puisque les plissements sont plus fréquents. Le temps T_p minimum en fonction de v_{op} (à v_{sp} identique) que semblent faire apparaître les expériences, reste néanmoins énigmatique. Nous pouvons supposer qu'un seuil minimum de T_p pourrait être dépendant de la rhéologie; le slab ne peut se fléchir plus rapidement que ne le lui autorise sa résistance (à v_{sp} fixé). D'autres expériences seraient né-

III.2 Paramètres contrôlant les plissements du slab à 660 km

cessaires pour comprendre cette observation. Notons que les durées de cycles sont mesurées graphiquement à partir de l'évolution de la contrainte moyenne dans la plaque chevauchante et que cette mesure souffre nécessairement d'une certaine imprécision. Malgré des imprécisions de mesure similaires, la courbe reliant L_p et vitesses des plaques a pourtant mis en évidence une relation linéaire, peu intuitive, entre ces deux grandeurs. La durée des cycles n'a pas non plus montré de relation simple avec d'autres combinaisons de v_{sp} et v_{op} .

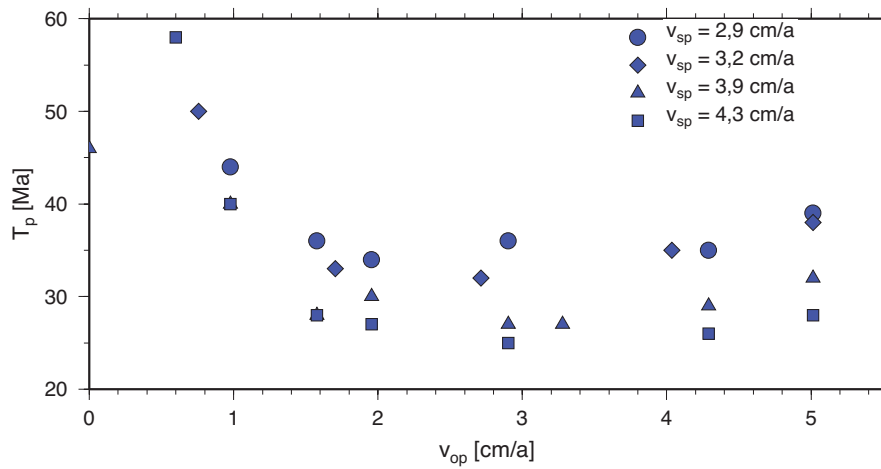


Figure III.14 — Durée T_p des cycles en fonction de la vitesse de la plaque supérieure pour différentes vitesses de plaque plongeante.

Influence de la rhéologie

Les essais effectués à vitesses de plaque identiques et en variant certains paramètres mécaniques de la plaque plongeante (épaisseur initiale e , viscosité η_{sp} et module de Young E_{sp}) ont montré, en résumé, les tendances suivantes :

- Plus la plaque plongeante est mince initialement, plus la formation de plis est favorisée. Dans nos essais, une épaisseur de lithosphère supérieure à 100 km ($e/H_{um} > 0,15$) n'autorise pas la formation de plis.
- L_p augmente avec la viscosité de la plaque.
- Dans les essais à module de Young identique et une viscosité $\eta_{sp} > 10^{24}$ Pa.s, l'amplitude crête à crête de $\sigma_x x$ reste constante et il y a alternance de périodes d'extension et de périodes de compression. La compression est d'autant plus importante que η_{sp} l'est, malgré un coefficient de friction nul à l'interplaque. La variation d'épaisseur de la plaque plongeante reste inférieure à 5% à la fin de ces expériences.

Chapitre III. Dépôts des panneaux plongeants sur la discontinuité à 660 km de profondeur : plis et cyclicité

Dans l'essai avec une plaque de viscosité $\eta_{sp} = 10^{24}$ Pa.s les résultats diffèrent. Durant cette expérience, la plaque supérieure est toujours soumise à des contraintes horizontales extensives dont l'amplitude crête à crête diminue au cours du temps. L'amincissement atteint plus de 20% de l'épaisseur initiale après 120 Ma.

- Les essais effectués à viscosité identique en variant le module de Young ont montré que L_p tend à diminuer en augmentant E_{sp} jusqu'à $E_{sp} = 7,5 \cdot 10^{10}$ Pa. Paradoxalement, l'imposition d'un plus fort module de Young (supérieur à 10^{11} Pa) empêche la formation de plis. Dans l'essai avec $E_{sp} = 2 \cdot 10^{11}$ Pa.s, la plaque supérieure subit une compression croissante (environ 100 MPa à la fin de l'expérience) et la plaque plongeante subit un très fort épaissement au cours du temps.

Les modèles de subduction libre d'une plaque plongeante isolée ont montré l'influence de l'épaisseur e de cette plaque sur sa dynamique. En général, plus l'épaisseur de la plaque est importante (par rapport à l'épaisseur du manteau supérieur) plus le fléchissement de celle-ci s'avère difficile et son pendage s'en voit diminué [p. ex. [Bellahsen et al., 2005](#); [Ribe, 2010](#); [Schellart, 2008](#); [Stegman et al., 2010](#)]. Nos expériences confirment ce comportement après ancrage à 660 km, ce qui se traduit par une difficulté à former des plis lorsque e devient important (> 100 km).

[Funiciello et al. \[2003b\]](#) ont étudié le comportement d'une plaque viscoélastique en subduction libre et ont montré, qu'à module de Young identique, plus la viscosité de la plaque est importante et plus le pendage du panneau plongeant est faible. Par ailleurs, des essais équivalents effectués avec des plaques élastiques et des plaques viscoélastiques montrent que les pendages du slab sont plus faibles pour des plaques élastiques (c.-à-d. de viscosité infinie) [[Bonnardot et al., 2008a](#); [Fourel et al., 2014](#); [Funiciello et al., 2003b](#)]. Les études de subduction d'une plaque libre entièrement visqueuse montrent également cette tendance [[Bellahsen et al., 2005](#); [Ribe, 2010](#); [Schellart, 2008](#); [Stegman et al., 2010](#)]. Les pendages observés dans nos essais avant interaction avec la discontinuité à 660 km et durant les phases de retrait (entre deux formations de plis) sont en accord avec ces études.

Les études numériques de subduction avec des plaques visqueuses (ou viscoplastiques) invoquent une rigidité visqueuse à la flexion de la plaque plongeante ($D_v = \eta_{sp} e^3 / 3$) pour expliquer les pendages observés en fonction de la viscosité de la plaque [[Capitanio et Morra, 2012](#); [Ribe, 2010](#); [Stegman et al., 2010](#)]. Certains auteurs considérant des plaques viscoélastiques [[Capitanio et Morra, 2012](#); [Capitanio et al., 2009](#)] affirment que, pour des temps de relaxation suffisamment faibles, la rigidité à la flexion de la plaque viscoélastique peut être estimée à partir de sa rigidité visqueuse. Dans notre cas, cela pourrait effectivement expliquer le comportement

III.2 Paramètres contrôlant les plissements du slab à 660 km

observé en fonction de η_{sp} (à E_{sp} identique). En effet, nous observons une augmentation des plis en diminuant η_{sp} , ce que nous associons à une diminution de la rigidité à la flexion.

Les contraintes horizontales mesurées dans les essais où $\eta_{sp} > 10^{24}$ Pa.s sont aussi potentiellement une conséquence de la rigidité à la flexion. Effectivement, plus la plaque plongeante est visqueuse plus la taille de la boucle formée en début de formation d'un pli est importante. Cette boucle retombe également plus difficilement pour former le pli, ce qui produit des périodes plus longues durant lesquelles le pendage est faible ($\theta \simeq 20^\circ$) et augmente la compression exercée par le panneau plongeant sur la plaque supérieure.

Ribe [2003] et Capitanio et al. [2009] soulignent également l'importance de la résistance à l'amincissement de la plaque sur la géométrie au cours de la subduction. En effet, une plaque peu visqueuse subit à la fois un fort fléchissement et un fort amincissement. La diminution de l'épaisseur favorise la flexion et augmente le pendage ce qui favorise en retour l'amincissement car le panneau plongeant est étiré dans sa longueur par la gravité. Dans l'essai effectué à $\eta_{sp} = 10^{24}$ Pa.s, nous remarquons que θ varie entre 35° (en début de plissement) et 60° (en phase de retrait), ce qui explique que les contraintes horizontales mesurées dans la plaque supérieure soient toujours extensives au cours du temps. Parallèlement, nous observons également un amincissement important de la plaque plongeante (de 20% à la fin de l'expérience). Cependant, la fréquence des plissements ne semble pas augmenter au cours du temps malgré la diminution de l'épaisseur de cette plaque.

La série d'essais avec η_{sp} compris entre 10^{24} et 10^{25} Pa.s implique des temps de relaxation τ_r compris entre 0,6 et 6 Ma. Comme nous l'avons souligné pour l'expérience de référence, l'analogie des plissements dans notre modèle et ceux d'un matériel visqueux est limité étant donné que dans nos essais la part de déformation élastique n'est pas négligeable. Par conséquent, nous supposons que l'analyse des résultats obtenus au moyen de l'estimation de la rigidité visqueuse (D_v) de la plaque plongeante n'est pas non plus pertinente.

Dans les expériences avec différents modules de Young (E_{sp}) et à viscosité identique ($\eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s), nous avons considéré E_{sp} entre 4.10^{10} et 2.10^{11} Pa, soit des temps de relaxation compris, respectivement, entre 5,9 et 1,2 Ma. Bien que dans tous ces essais la plaque plongeante ait le même D_v , la dynamique de la plaque à 660 km diffère. Notamment, il semble *a priori* paradoxal que l'essai effectué avec $E_{sp} = 2.10^{11}$ Pa ($\tau_r = 1,2$ Ma) ne génère pas de plis sur la discontinuité à 660 km alors que des essais avec des plaques plus visqueuses (4.10^{10} Pa $< E_{sp} < 9.10^{10}$ Pa; $5,9\text{Ma} > \tau_r > 4,4$ Ma) dont le fléchissement est supposé être plus difficile, aboutissent à des plissements du panneau plongeant. Le rôle de l'élasticité doit donc être analysé.

Fourel et al. [2014] ont effectué la comparaison entre une solution analytique de flexion de plaque élastique [Caldwell et al., 1976; Hanks, 1971] et les résultats qu'ils ont obtenus avec un modèle numérique de subduction d'une plaque viscoélastique fléchissant sous l'effet de son poids (fig. III.15a, voir aussi partie I.1.4). Les auteurs mesurent le rayon de courbure de la plaque plongeante viscoélastique dans leurs essais (avec différentes viscosités et modules de Young) et le comparent avec le rayon de courbure analytique calculé à partir des équations de plaque élastique. Ils montrent que plus le nombre de Deborah ($De = \tau_r/\tau_c$) est proche de 1 et plus la solution se rapproche de la solution élastique (cf. III.15b). Pour $De < 10^{-3}$, les auteurs considèrent le comportement de la plaque comme étant visqueux, le modèle numérique viscoélastique différant de plus de 80% par rapport à la solution élastique. Pour $10^{-3} < De < 10^{-1}$, ils considèrent que le comportement est viscoélastique. Dans ce cas, le modèle viscoélastique s'éloigne plus ou moins (de 10 à 80%) de la solution élastique équivalente selon le nombre de Deborah, autrement dit selon le temps de relaxation du matériau si on considère que le temps caractéristique de la déformation τ_c est équivalent dans tous leurs essais. Nos résultats obtenus à η_{sp} identique et en variant E_{sp} doivent se comprendre également comme le résultat de comportements viscoélastiques non-équivalents vis-à-vis de τ_c .

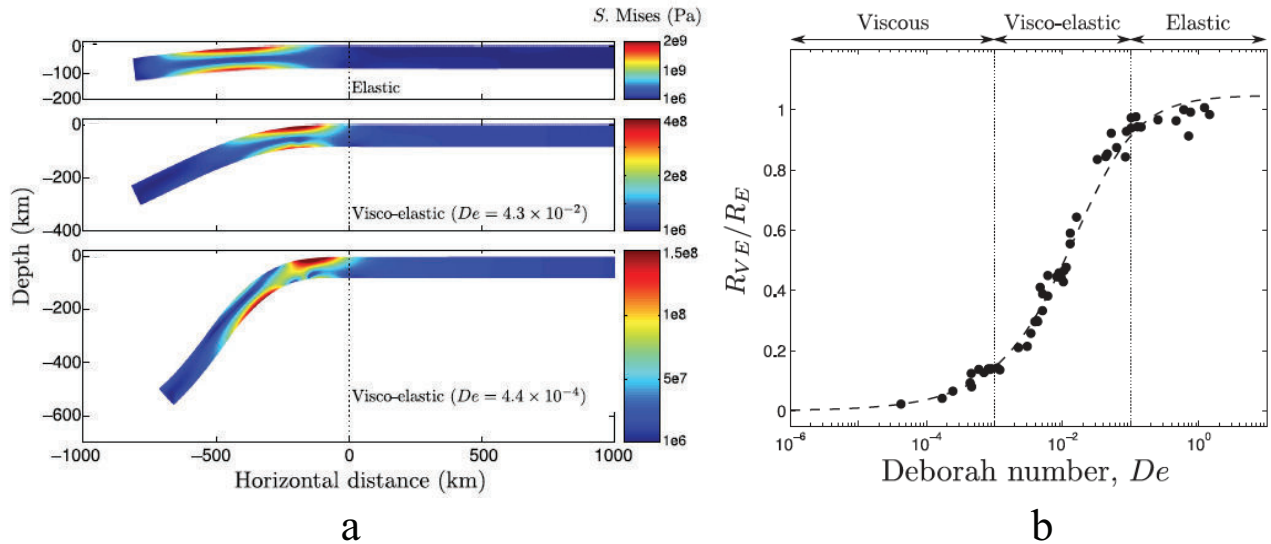


Figure III.15 – D'après [Fourel et al., 2014]. **a)** Solutions numériques de flexion d'une plaque océanique fléchie sous l'effet de son poids obtenues avec différents paramètres mécaniques. **b)** Courbe représentant le rapport entre le rayon de courbure d'une plaque viscoélastique libre (R_{VE}) et le rayon de courbure estimé à partir de la solution analytique de flexion de plaque (R_E) en fonction du nombre de Deborah De . Les rayons de courbure dans les essais numériques sont calculés à poids apparent équivalent (longueur de slab \times épaisseur \times contraste de densité identique).

III.2 Paramètres contrôlant les plissements du slab à 660 km

Le modèle de Maxwell implique que la réponse instantanée à la flexion d'une plaque viscoélastique soit égale à la réponse élastique équivalente. La rigidité à la flexion instantanée d'une plaque viscoélastique est donc égale à la rigidité à la flexion élastique. Après relaxation du matériau, cette rigidité tend vers zéro et la décroissance de celle-ci sera d'autant plus rapide que le temps de relaxation τ_r est petit vis-à-vis du temps caractéristique τ_c de la déformation. Dans notre modèle de subduction, nous pouvons différencier deux échelles principales de déformation. La première implique la flexion, à « courte » échelle de temps, de la plaque plongeante près de la surface au niveau de la fosse. Le temps caractéristique de cette déformation est donné par le temps requis pour qu'un point matériel parcoure la zone fléchie de la plaque [Conrad et Hager, 1999] et des études estiment ce temps à moins de 1 Ma [Farrington et al., 2014] proche des temps de relaxation considérés dans nos essais. De ce fait, la part de déformation élastique durant la flexion de la plaque au niveau de la fosse est importante et doit être intégrée dans l'analyse de nos résultats. La deuxième échelle de déformation de notre modèle correspond à celle des plis induisant une flexion à grande échelle du panneau plongeant à la base du manteau supérieur. La durée d'un cycle de plissement, toujours supérieur à 20 Ma dans la gamme des paramètres étudiés dans nos essais, constituerait alors le temps caractéristique de cette déformation.

Les différences entre les résultats obtenus en variant E_{sp} (à η_{sp} identique) peuvent s'expliquer par la réponse instantanée lors de la flexion de la plaque plongeante au niveau de la fosse. Plus le module de Young est grand, plus la rigidité à la flexion élastique $D_e = E_{sp} e^3 / (12(1 - \nu^2))$ est grande. La flexion étant plus difficile, le pendage résultant est alors plus faible. Notamment, dans l'essai avec $E_{sp} = 2.10^{11}$ Pa, lors de l'ancrage sur la discontinuité, le pendage augmente difficilement du fait de la réponse instantanée au niveau de la fosse. Ceci empêche ainsi le début d'un plissement qui nécessite l'atteinte d'un pendage critique suffisamment élevé pour que la flexion à grande échelle débute. Le temps de relaxation étant, au contraire, plus petit que dans les essais avec des modules de Young plus faibles, le matériau se relaxe plus rapidement et la réponse visqueuse « long-terme » se traduit par un épaissement de la plaque plongeante. L'augmentation de l'épaisseur ne favorisant pas la flexion, cela inhibe le développement des plissements du panneau plongeant pour les paramètres considérés.

Néanmoins, une étude plus précise du mécanisme de plissement avec des solutions analytiques, par exemple de flexion de plaque en grandes déformations, serait nécessaire. La difficulté de ce type d'étude pour notre modèle réside dans la variation des efforts au cours du temps, mais elle reste envisageable.

2.2 Influence des paramètres rhéologiques de la plaque chevauchante et du manteau

À présent nous analysons des cas où la plaque supérieure est aussi résistante ou moins résistante que la plaque plongeante, ce qui est modélisé par des contrastes de viscosité entre les deux plaques. Nous étudions également dans cette partie l'influence de la viscosité du manteau.

2.2.1 Expériences avec une viscosité du manteau négligeable

Tableau III.3 – Paramètres mécaniques utilisés dans la [partie III.2.2.1](#). Les paramètres notés avec un (*) varient entre les différentes expériences.

Paramètres	Manteau	Plaque supérieure	Plaque subduite
Gravité (m.s^{-2})	$g = 10$		
Épaisseur (km)	$H_{um} = 660$	$e = 90$	
Masse volumique (kg.m^3)	$\rho_a = 3150^a$	$\rho_{op} = 3200$	$\rho_{sp} = 3200$
Viscosité (Pa.s)	$\eta_a \ll \eta_{sp}$	$\eta_{op} *$	$\eta_{sp} = 5.10^{24}$
Module de Young (Pa)	/	$E_{op} = 7,5.10^{10}$	$E_{sp} = 7,5.10^{10}$
Coefficient de Poisson	/	$\nu = 0,25$	
Coefficients de frottement	/	Interface entre plaques : $c_f = 0$ Interface plaque/discontinuité : $c_f = 0,2$	
Vitesses (cm/an)	/	$v_{op} = 2,9$	$v_{sp} = 2,9$

^a masse volumique imposée en base de lithosphère

L'ensemble des paramètres d'étude utilisés dans les essais qui suivent est reporté dans le tableau [III.3](#). Les conditions cinématiques demeurent identiques dans toutes les expériences. Nous réalisons plusieurs essais en combinant différentes valeurs de viscosité des plaques et en se restreignant aux cas $\eta_{op} \leq \eta_{sp}$. Les discrétisations spatiale et temporelle utilisées sont identiques dans tous les essais. La géométrie finale de chaque essai est représentée figure [III.16](#). Figure [III.17](#) nous représentons la variation relative de l'épaisseur de la plaque supérieure (Δe_{op}) et de la plaque plongeante (Δe_{sp}) au cours du temps, l'évolution de la contrainte horizontale moyenne dans la plaque supérieure (σ_{xx}) et la vitesse de la fosse (v_{fosse}). Nous décrivons ci-dessous chaque expérience.

- Le premier essai est réalisé avec des plaques de même viscosité ($\eta_{op} = \eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s) :
 - Par rapport au cas où la plaque supérieure est élastique (fig. [III.9c](#)), les plis dans cet essai sont plus espacés (fig. [III.16a](#)) et la plaque supérieure est légèrement plus déformée en fin d'expérience (fig. [III.17a](#)).

III.2 Paramètres contrôlant les plissements du slab à 660 km

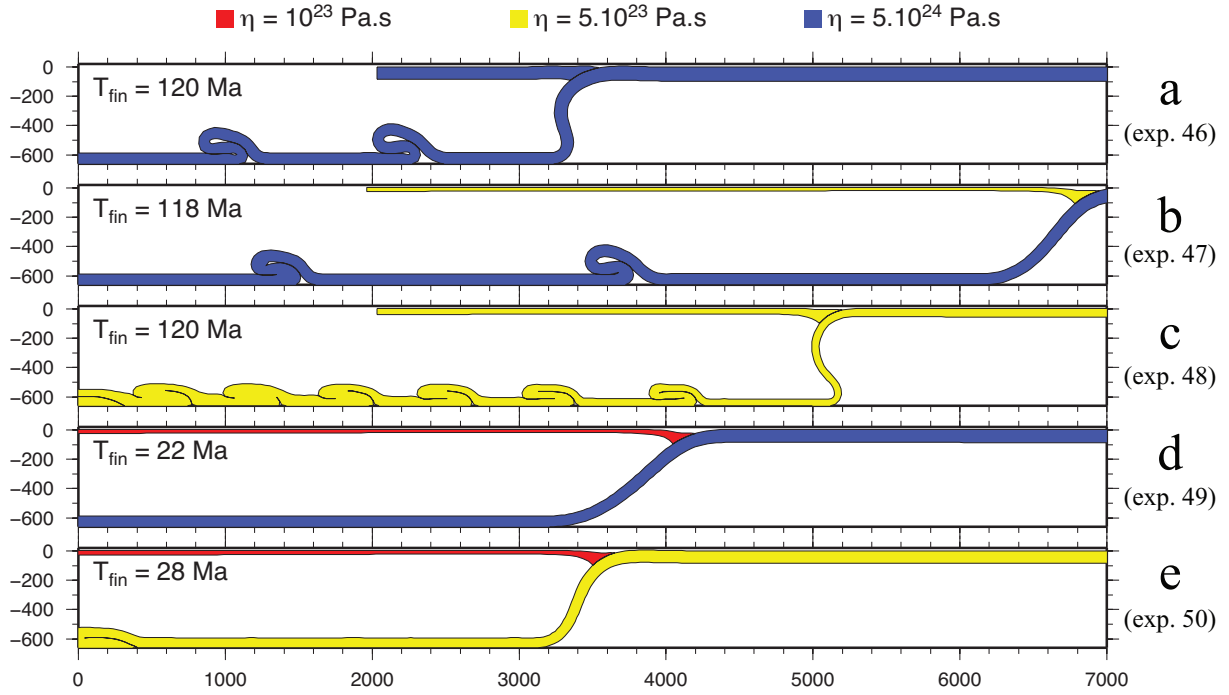


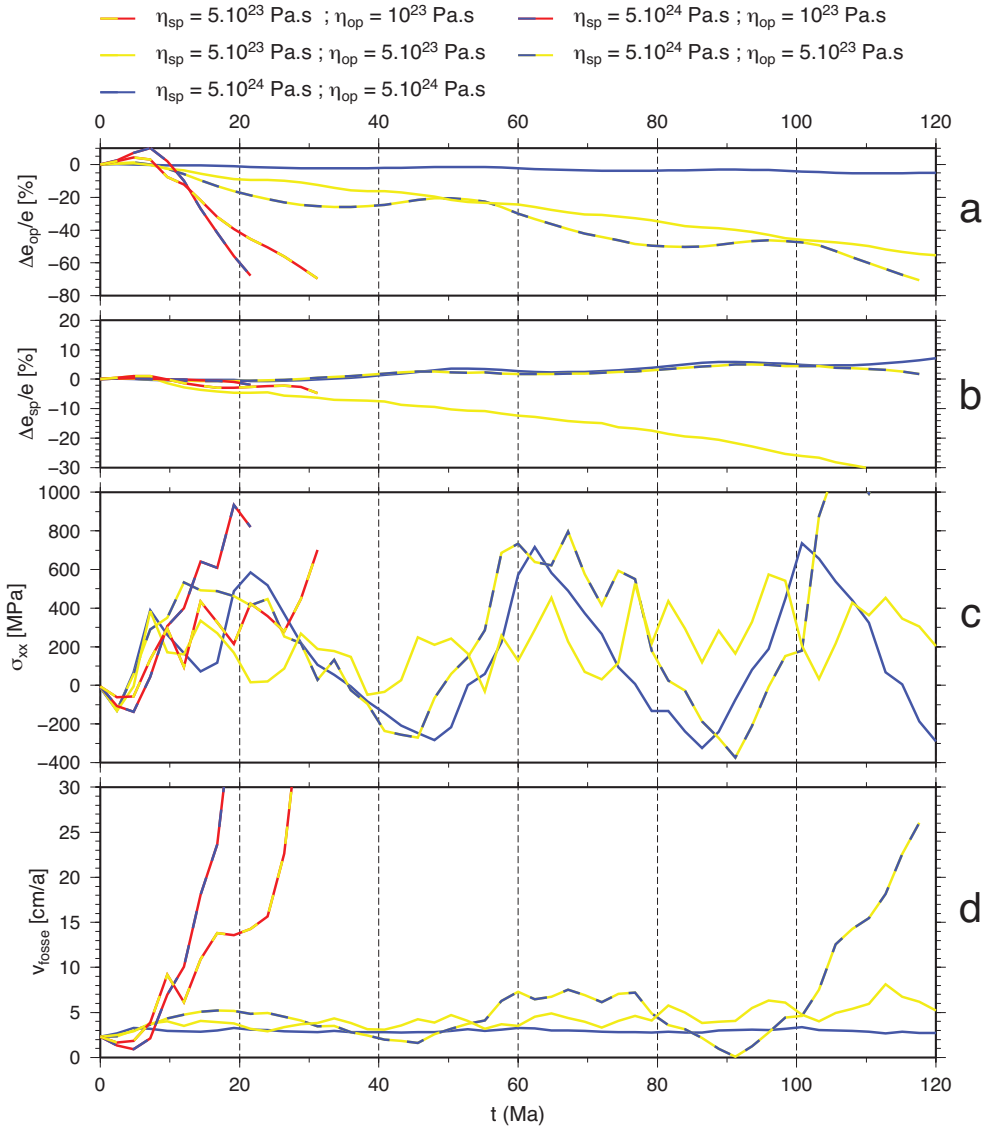
Figure III.16 – Géométries finales. Les couleurs correspondent aux viscosités des plaques (voir légende au-dessus de la figure). À gauche de chaque figure nous avons noté le temps final de chaque essai (< 120 Ma lorsque l'expérience s'arrête du fait d'une plaque trop déformée).

- À la fin du temps d'étude, la plaque plongeante est épaissie de 7% (fig. III.17b) contre moins de 4% dans le cas où la plaque supérieure est élastique (fig. III.10b). Δe_{op} reste négligeable.
- σ_{xx} varie cycliquement et il y a alternance entre des périodes d'extension et des périodes de compression (fig. III.17c). Sa valeur maximale mesurée est de 700 MPa (extension) tandis que Sa valeur minimum est de -300 MPa (compression). La durée des cycles est d'environ 40 Ma.
- La vitesse de la fosse ($v_{fosse} \simeq 3$ cm/an) reste très proche de la vitesse imposée à la plaque supérieure (fig. III.17d).

Les quatre cas à plus faible viscosité de la plaque supérieure se caractérisent tous, en fin d'expérience, par un amincissement très important de cette plaque. Notons que le calcul s'arrête lorsque l'épaisseur de la plaque devient plus petite que la taille d'un élément du maillage. Nous pouvons distinguer deux cas différents : les cas où la viscosité de la plaque supérieure est moyennement faible ($\eta_{op} = 5.10^{23}$ Pa.s) pour lesquels il y a encore formation cyclique de plis et les cas où cette viscosité est faible ($\eta_{op} = 10^{23}$ Pa.s) pour lesquels il n'y a pas de plissements cycliques.

FIGURE III.17

a) Variation relative de l'épaisseur de la plaque supérieure. b) Variation relative de l'épaisseur de la plaque plongeante. c) Évolution de la contrainte horizontale moyenne dans la plaque supérieure. ($\sigma_{xx} > 0$: extension ; $\sigma_{xx} < 0$: compression) d) Vitesse de la fosse v_{fosse} .



- Le deuxième essai est effectué avec $\eta_{op} = 5.10^{23}$ Pa.s et $\eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s :
 - Le calcul s'arrête à 118 Ma et nous remarquons un espacement important ($L_p \simeq 2200$ km) entre les deux plis formés (fig. III.16a). Après la formation du deuxième pli, L_p semble croître et nous n'observons plus de formation de plis jusqu'à la fin de l'expérience (fig. III.16b).
 - L'aminçissement de la plaque supérieure atteint une valeur extrême $\Delta e_{op} = -70\%$ en fin d'expérience (fig. III.17a), tandis que la plaque plongeante subit un très léger épaissement (fig. III.17b).
 - La contrainte moyenne σ_{xx} évolue cycliquement avec une période de 45 Ma, et avant

III.2 Paramètres contrôlant les plissements du slab à 660 km

100 Ma elle est comprise entre -350 et 750 MPa. En fin d'expérience, σ_{xx} augmente rapidement (> 1 GPa) avant l'arrêt du calcul à 118 Ma (fig. III.17c).

- Jusqu'à 100 Ma, v_{fosse} varie au cours du temps atteignant une valeur maximale de 8 cm/an durant la deuxième période extensive (période de retrait du slab entre la formation des deux plis) entre 60 et 80 Ma. Puis après 100 Ma, cette vitesse augmente de façon très significative et atteint une valeur maximale de 26 cm/an lorsque le calcul s'arrête (fig. III.17d).

- Le troisième essai est effectué avec $\eta_{op} = \eta_{sp} = 5.10^{23}$ Pa.s :

- L'essai génère la formation de plusieurs plissements très rapprochés du panneau plongeant sur la discontinuité à 660 km (fig. III.16c) et valide la tendance observée avec des plaques supérieures élastiques où la diminution de η_{sp} entraîne une diminution de L_p .
- L'amincissement des lithosphères, dans cet essai avec deux plaques peu résistantes, est important ($> 40\%$) (figures III.17a et III.17b).
- L'évolution de σ_{xx} au cours du temps reflète la formation de nombreux plissements. Le régime tectonique est essentiellement extensif malgré les variations. La valeur maximale de cette contrainte ne dépasse pas 300 MPa dans la première moitié du temps d'étude, puis 600 MPa dans la seconde moitié (fig. III.17c).
- La vitesse v_{fosse} augmente progressivement au cours du temps. Elle est égale à 3 cm/an en début d'expérience et atteint environ 7 cm/an à 120 Ma (fig. III.17d).

- Enfin, les deux expériences effectuées avec $\eta_{op} = 10^{23}$ Pa.s montrent un comportement similaire :

- Il n'y a pas de formation de plis dans ces deux essais après ancrage à 660 km (figures III.16d et III.16e).
- Le calcul s'arrête avant 30 Ma car la plaque supérieure est rapidement trop déformée par rapport au maillage utilisé (fig. III.17a).
- σ_{xx} dans la plaque supérieure est exclusivement extensive et atteint très rapidement des valeurs supérieures à 700 MPa (fig. III.17c).
- Les vitesses des fosses dépassent 30 cm/an à la fin de chaque expérience (fig. III.17d).

Ces deux essais, caractérisés par un retrait rapide du panneau plongeant, se différencient essentiellement par le pendage de celui-ci. Dans le cas où $\eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s, θ varie entre 50° et 60° alors que dans le cas où $\eta_{sp} = 5.10^{23}$ Pa.s, θ varie entre 60° et 80° . Dans ce dernier cas, nous pouvons tout de même remarquer la formation d'un pli initial lorsque le panneau plongeant atteint la discontinuité à 660 km.

Chapitre III. Dépôts des panneaux plongeants sur la discontinuité à 660 km de profondeur : plis et cyclicité

2.2.2 Expériences avec une viscosité du manteau non-négligeable

Nous étudions à présent l'influence de la viscosité de l'asthénosphère sur la déformation des plaques lithosphériques lorsque l'une d'elles a une faible viscosité et nous considérons des cas où il y a au moins un ordre de grandeur de différence entre η_{op} et η_{sp} . Plus précisément, nous étudions deux cas :

- Premier cas : la plaque supérieure est de viscosité $\eta_{op} = 5.10^{24}$ Pa.s et la plaque plongeante de viscosité $\eta_{sp} = 3.10^{23}$ Pa.s (le choix de η_{sp} est limité pour éviter de trop grandes déformations).
- Deuxième cas : la plaque supérieure est de viscosité $\eta_{op} = 10^{23}$ Pa.s et la plaque plongeante est de viscosité $\eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s.

Le domaine fluide (manteau) est discrétisé par une grille eulérienne (de taille 11000 km×620 km) dont la taille des mailles est équivalente à celle des éléments du maillage solide (les plaques). Les conditions aux limites sont les suivantes : le bord inférieur (coïncidant avec la discontinuité à 660 km de profondeur) est fermé, le bord supérieur est à vitesse normale nulle et les bords latéraux sont ouverts.

Tous les autres paramètres sont identiques pour l'ensemble des expériences (à viscosités de plaques égales) hormis la viscosité du manteau que nous faisons varier entre 10^{20} et 5.10^{20} Pa.s. Les paramètres d'étude sont reportés dans le tableau III.4.

Tableau III.4 – Paramètres mécaniques utilisés dans la [partie III.2.2.2](#). Les paramètres notés avec un (*) sont ceux qui seront modifiés dans les différentes expériences.

Paramètres	Manteau	Plaque supérieure	Plaque subduite
Gravité (m.s^{-2})	$g = 10$		
Épaisseur (km)	$H_{um} = 660$	$e = 90$	
Masse volumique (kg.m^3)	$\rho_a = 3150^a$	$\rho_{op} = 3200$	$\rho_{sp} = 3200$
Viscosité (Pa.s)	η_a *	η_{op} *	η_{sp} *
Module de Young (Pa)	/	$E_{op} = 7,5.10^{10}$	$E_{sp} = 7,5.10^{10}$
Coefficient de Poisson	/	$\nu = 0,25$	
Coefficients de frottement	/	Interface entre plaques : $c_f = 0$ Interface plaque/discontinuité : $c_f = 0,2$	
Vitesses (cm/an)	/	$v_{op} = 2,9$	$v_{sp} = 2,9$

^a masse volumique imposée en base de lithosphère

- Les résultats obtenus pour le cas avec $\eta_{op} = 5.10^{24}$ Pa.s et $\eta_{sp} = 3.10^{23}$ Pa.s sont donnés fig. III.18 et fig. III.19 (pour améliorer la lisibilité de la figure III.19 nous n'avons représenté que le résultat de deux expériences) :

III.2 Paramètres contrôlant les plissements du slab à 660 km

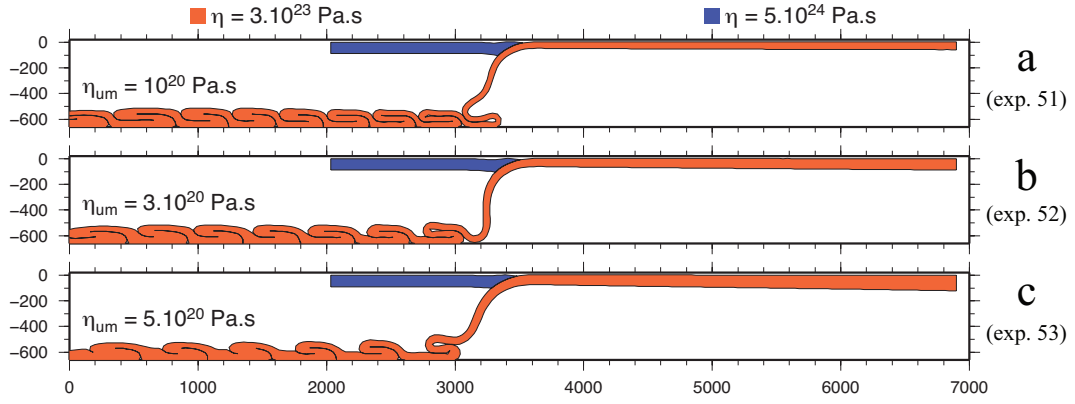
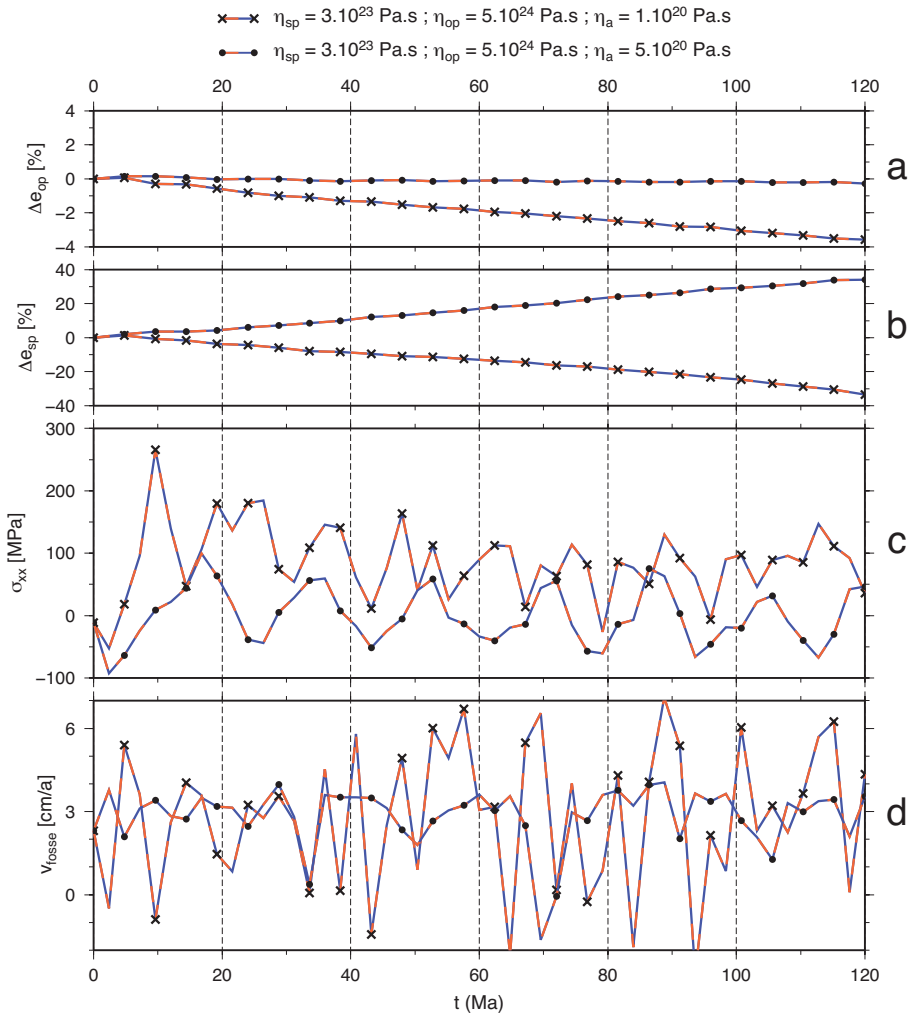


Figure III.18 – Géométrie finale des expériences effectuées avec $\eta_{op} = 5.10^{24}$ Pa.s et $\eta_{sp} = 3.10^{23}$ Pa.s pour différentes viscosités du manteau (indiquées à gauche de chaque figure).

FIGURE III.19 – a) Variation relative de l'épaisseur de la plaque supérieure loin de la fosse au cours de l'expérience. b) Variation relative de l'épaisseur de la plaque plongeante loin de la fosse. c) Évolution de la contrainte horizontale moyenne dans la plaque supérieure. ($\sigma_{xx} > 0$: extension ; $\sigma_{xx} < 0$: compression). d) Vitesse de la fosse v_{fosse} .



Chapitre III. Dépôts des panneaux plongeants sur la discontinuité à 660 km de profondeur : plis et cyclicité

- Nous n'avons pas noté de différences majeures avec les cas où la viscosité η_a est négligeable si celle-ci est inférieure à 10^{20} Pa.s. Lorsque $\eta_a \geq 10^{20}$ Pa.s, l'espacement entre les plis augmente avec la viscosité du manteau (figures III.18a,b et c)
 - Lorsque $\eta_a \leq 10^{20}$ Pa.s, les deux plaques s'amincissent durant l'expérience (à 120 Ma $\Delta e_{op} = -3,5\%$ et $\Delta e_{sp} = -32\%$). Dans l'expérience avec $\eta_a = 3 \cdot 10^{20}$ Pa.s, les épaisseurs des plaques ne varient quasiment pas au cours du temps ($< 2\%$). Lorsque $\eta_a = 5 \cdot 10^{20}$ Pa.s, nous observons un épaissement de la plaque plongeante ($\Delta e_{sp} = 32\%$ à 120 Ma).
 - La contrainte horizontale moyenne σ_{xx} varie cycliquement dans tous les essais (figure III.19c). Cependant, lorsque η_a est égale à 10^{20} Pa.s, la valeur maximale atteinte au cours de l'expérience est d'environ 150 MPa alors qu'elle demeure inférieure à 100 MPa lorsque $\eta_a = 5 \cdot 10^{20}$ Pa.s. Dans l'expérience avec $\eta_a = 10^{20}$ Pa.s, la plaque supérieure est toujours en extension tandis que, dans le cas avec $\eta_a = 5 \cdot 10^{20}$ Pa.s, la valeur absolue de la compression atteint 50-80 MPa.
 - Dans l'ensemble des expériences, v_{fosse} varie autour d'une valeur moyenne proche de v_{op} . Lorsque $\eta_a = 5 \cdot 10^{20}$ Pa.s, v_{fosse} varie entre 0 et 4 cm/an, tandis que lorsque $\eta_a = 10^{20}$ Pa.s celle-ci varie entre -2 cm/an (avancée de la fosse) et 7 cm/an.
- Pour le deuxième cas avec $\eta_{op} = 10^{23}$ Pa.s et $\eta_{sp} = 5 \cdot 10^{24}$ Pa.s, nous n'avons pas noté de différences importantes par rapport au cas avec η_a négligeable si cette viscosité n'est pas supérieure à 10^{20} Pa.s. Les figures III.20 et III.21 résument les résultats obtenus dans ces essais :

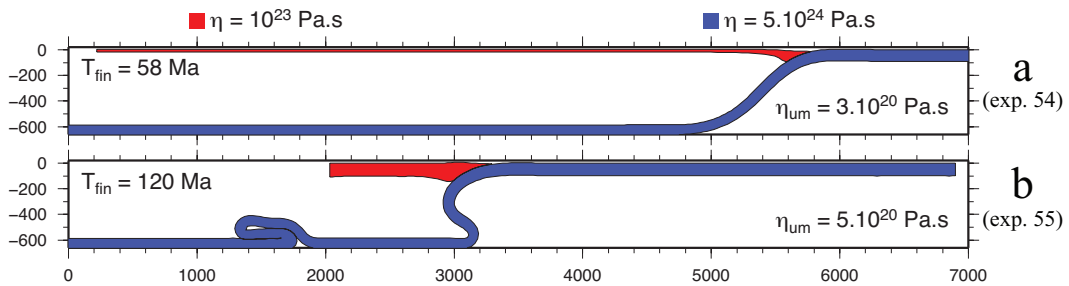
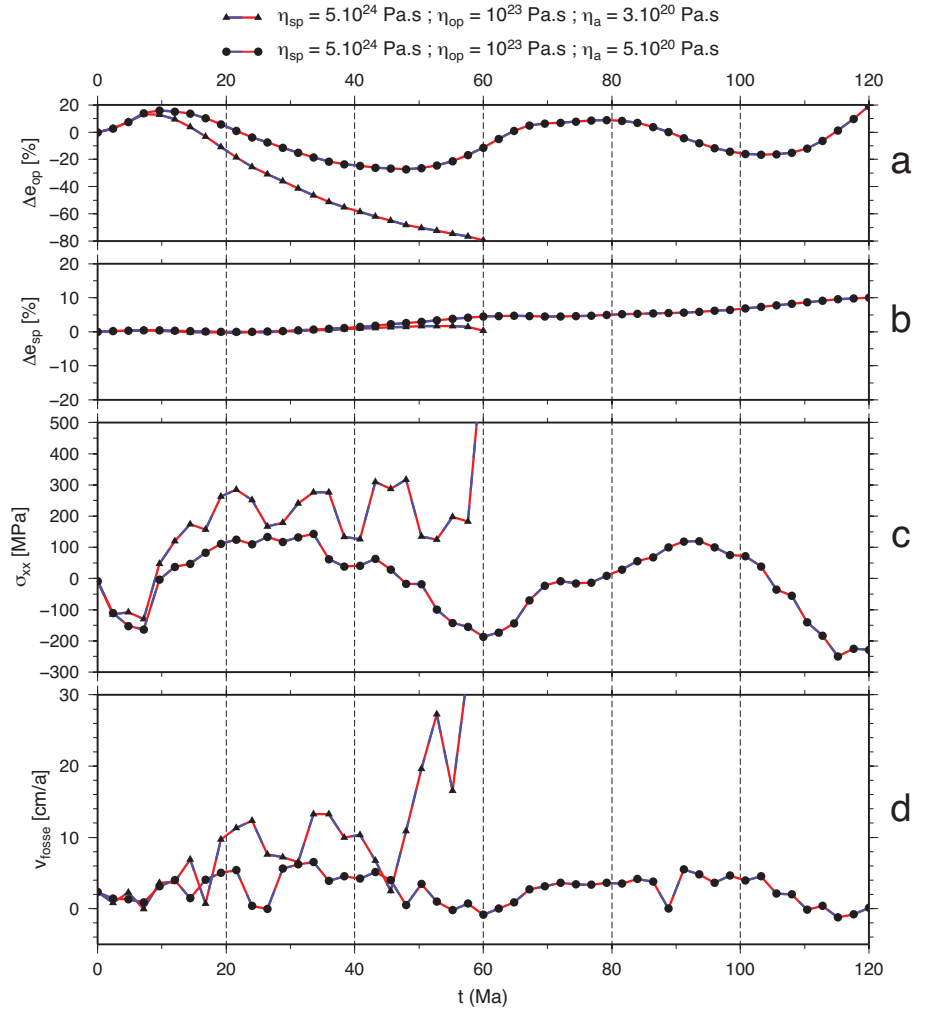


Figure III.20 – Géométrie finale des expériences effectuées avec $\eta_{op} = 10^{23}$ Pa.s et $\eta_{sp} = 5 \cdot 10^{24}$ Pa.s pour différentes viscosités du manteau (indiquées à droite de chaque figure). Le temps final de l'expérience est indiqué dans le coin supérieur gauche de chaque figure.

- Lorsque $\eta_a = 3 \cdot 10^{20}$ Pa.s, il n'y a pas de plis formés durant l'expérience comme pour l'essai avec une viscosité du manteau négligeable (fig. III.16d). Pour $\eta_a = 5 \cdot 10^{20}$ Pa.s, nous observons la formation de plissements du slab à 660 km de profondeur.
- Dans l'essai avec $\eta_a = 3 \cdot 10^{20}$ Pa.s, l'évolution de Δe_{op} et Δe_{sp} est moindre (figures III.21a,b) et plus lente que lorsque la viscosité du manteau est négligeable (fig. III.17a,b)

III.2 Paramètres contrôlant les plissements du slab à 660 km

FIGURE III.21 – a) Variation relative de l'épaisseur de la plaque supérieure. b) Variation relative de l'épaisseur de la plaque plongeante. c) Évolution de la contrainte horizontale moyenne dans la plaque supérieure. ($\sigma_{xx} > 0$: extension ; $\sigma_{xx} < 0$: compression). d) Vitesse de la fosse v_{fosse} .



bien que le calcul soit interrompu à 60 Ma quand $\Delta e_{op} = 80\%$. Dans l'essai avec $\eta_a = 5.10^{20}$ Pa.s, la variation d'épaisseur de la plaque supérieure est périodique autour d'une moyenne nulle, et atteint un minimum local juste avant la formation d'un nouveau pli (fig III.21a). La plaque plongeante, elle, s'épaissit progressivement au cours de cet essai et atteint 10% après 120 Ma.

- Dans l'essai avec $\eta_a = 3.10^{20}$ Pa.s, σ_{xx} est toujours extensive et atteint une valeur maximale de 300 MPa dans les premiers 50 Ma, puis, dépasse 500 MPa juste avant l'arrêt du calcul (artefact numérique dû à la déformation importante de la plaque). Lorsque $\eta_a = 5.10^{20}$ Pa.s, σ_{xx} varie périodiquement entre 100 MPa et -250 MPa (fig. III.21c).
- Dans l'essai avec $\eta_a = 3.10^{20}$ Pa.s, v_{fosse} augmente progressivement et atteint plus de 20 cm/an lorsque le calcul s'arrête à 58 Ma (fig. III.21d). Lorsque $\eta_a = 5.10^{20}$ Pa.s, v_{fosse} varie entre -1 cm/an et 6 cm/an.

2.2.3 Discussion des expériences où les deux plaques sont viscoélastiques

Dans un premier temps, pour discuter les résultats obtenus dans cette partie nous comparons deux à deux les essais effectués avec une viscosité du manteau négligeable (choisis de manière à ce qu'un seul paramètre varie entre les deux essais). Dans un deuxième temps, nous analysons les cas où la viscosité du manteau a une influence sur la déformation des plaques. Enfin, nous terminons par des remarques générales.

Essais $\eta_{op} = \eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s et $\eta_{op} = 5.10^{23}$ Pa.s/ $\eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s :

- À η_{sp} identique, la durée séparant la formation de deux plis successifs augmente avec la diminution de η_{op} (figures III.16a,b). La déformation importante de cette dernière lorsque sa viscosité est égale à 5.10^{23} Pa.s génère un retrait de la fosse de 5 cm/an en moyenne (avant 100 Ma).

- Contrairement aux expériences exposées dans la partie III.2.1, v_{fosse} n'est plus imposée par v_{op} mais est le résultat de l'addition de cette dernière et d'une vitesse de déformation interne de la plaque. Si la plaque supérieure se déforme de manière conséquente alors c'est v_{fosse} qui contrôle la vitesse de subduction, donc la formation des plis [Gibert et al., 2012].

Considérons l'essai avec $\eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s et $\eta_{op} = 5.10^{23}$ Pa.s et la droite de régression linéaire donnant L_p en fonction du rapport v_{op}/v_{sp} déterminée pour des cas où la plaque est quasi-élastique (fig. III.7c). Si dans l'équation de la droite nous remplaçons v_{op} par v_{fosse} de cet essai ($v_{fosse} \simeq 6-7$ cm/an ; $v_{sp} = 2,9$ cm/an), nous obtenons un espacement prédit $2285 \text{ km} \leq L_p^{prédit} \leq 2658 \text{ km}$, proche de l'espacement mesuré $L_p \simeq 2200 \text{ km}$. Cette confirme que L_p varie (linéairement) en fonction de v_{fosse}/v_{sp} dans le cas général (plaque supérieure déformable).

- La période du variation de σ_{xx} (figure III.17c) est légèrement plus grande lorsque $\eta_{op} = 5.10^{23}$ Pa.s (45-50 Ma) que lorsque $\eta_{op} = 5.10^{24}$ Pa.s (40 Ma). Cependant, les amplitudes semblent similaires. Cela indiquerait que, lors de la formation de plis, c'est la résistance du slab qui contrôle l'amplitude de σ_{xx} et non pas la résistance de la plaque supérieure. D'une part le pendage varie davantage lorsque la plaque plongeante est résistante et d'autre part la transmission des contraintes est plus effective dans un panneau plongeant résistant.

Essais $\eta_{op} = 5.10^{23}$ Pa.s/ $\eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s et $\eta_{op} = \eta_{sp} = 5.10^{23}$ Pa.s :

- Le nombre plus important de plis dans le cas où $\eta_{sp} = 5.10^{23}$ Pa.s par rapport au cas $\eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s confirme la dépendance de L_p à η_{sp} observée dans les essais avec une plaque supérieure quasi-élastique.

- L'amincissement de la plaque plongeante est plus important (fig. III.17b) pour le cas à viscosité

III.2 Paramètres contrôlant les plissements du slab à 660 km

plus faible de la plaque plongeante puisque le slab a, en moyenne, un pendage plus élevé. Le slab est alors étiré par effet de la gravité, ce qui a également été observé dans la [partie III.2.1](#) et concorde avec de précédents modèles de subduction libre [p. ex. [Capitanio et al., 2009](#)].

- L'amplitude de σ_{xx} est plus petite lorsque les deux plaques ont la même viscosité par rapport au cas où la viscosité de la plaque plongeante est d'un ordre de grandeur supérieur. Dans le cas $\eta_{sp} = 5.10^{23}$ Pa.s, il n'y a plus d'alternance entre des périodes d'extension et des périodes de compression. Cependant, nous pouvons remarquer ici que l'imposition d'un coefficient de friction non-nul au contact entre les plaques aurait favorisé la compression dans la plaque supérieure [[Buiter et al., 2001](#); [Chemenda et al., 2000](#); [Hassani et al., 1997](#)].
- La vitesse v_{fosse} dans les deux essais est supérieure à v_{op} et augmente au cours du temps, d'où la distance croissante entre les plis. Nous remarquons également que, dans l'essai avec $\eta_{sp} = \eta_{op} = \eta_{sp} = 5.10^{23}$ Pa.s, v_{fosse} atteint des valeurs plus faibles que dans l'essai avec $\eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s durant le retrait du slab. Ceci est également expliqué par le pendage du slab qui est, en moyenne, plus grand dans l'essai avec $\eta_{sp} = 5.10^{23}$ Pa.s. Les essais avec une plaque supérieure plus fluide discutés ci-dessous confirment ce résultat.

Essais $\eta_{op} = 10^{23}$ Pa.s/ $\eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s et $\eta_{op} = 10^{23}$ Pa.s/ $\eta_{sp} = 5.10^{23}$ Pa.s :

- Ces deux expériences génèrent un dépôt de la plaque plongeante sur la barrière à 660 km sans formation de plis et un retrait permanent du panneau plongeant.
- v_{fosse} passe de 2 cm/an à plus de 30 cm/an en fin d'expérience. Or, comme nous l'avons évoqué, lorsque la plaque supérieure est très déformable, c'est v_{fosse} qui contrôle L_p et nous pouvons donc voir ces essais avec $\eta_{op} = 10^{23}$ Pa.s comme des cas où L_p est très grand vis-à-vis du temps d'étude.
- La plaque chevauchante offrant très peu de résistance, v_{fosse} n'est plus contrôlée que par la rigidité à la flexion de la plaque plongeante (et le contraste de densité) et nous retrouvons le cas idéal d'une subduction libre. Ainsi, le mode de subduction de l'expérience $\eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s/ $\eta_{op} = 10^{23}$ Pa.s peut être assimilé au mode de subduction libre appelé *Strong Retreat* par [Ribe \[2010\]](#) (ou Style I pour [Stegman et al. \[2010\]](#), ou Régime IV pour [Schellart \[2008\]](#)) car le pendage moyen du slab au cours de l'expérience est entre 50° et 60°. Le résultat est cohérent avec les études précédentes en subduction libre puisque, dans celles-ci, ce mode de retrait est obtenu pour des slabs ayant une viscosité importante (et une forte flottabilité négative selon [Stegman et al. \[2010\]](#)).

Dans l'expérience avec $\eta_{op} = 10^{23}$ Pa.s/ $\eta_{sp} = 5.10^{23}$ Pa.s, le retrait de la fosse est moins rapide que dans le cas précédent et un pendage moyen du slab plus important (entre 60° et 80°) est observé. Ce cas peut être assimilé au mode de subduction libre appelé *Weak Retreat* par [Ribe](#)

Chapitre III. Dépôts des panneaux plongeants sur la discontinuité à 660 km de profondeur : plis et cyclicité

[2010] (ou Style IV pour [Stegman et al. \[2010\]](#), ou Régime I pour [Schellart \[2008\]](#)). Les études de subduction libre invoquent en effet une faible viscosité du slab pour ce mode de subduction (et une forte flottabilité négative selon [Stegman et al. \[2010\]](#)). Notre résultat peut également être assimilé au mode de subduction caractérisé par un plissement puis un retrait de la fosse obtenu dans plusieurs études [[Bellahsen et al., 2005](#); [Schellart, 2008](#); [Stegman et al., 2010](#)].

- Il est toutefois important de remarquer que ces essais, avec une plaque supérieure faible, impliquent des contraintes extensives considérables dans la plaque chevauchante (environ 950 MPa pour l'essai $\eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s / $\eta_{op} = 10^{23}$ Pa.s). En outre, les vitesses de retrait de la fosse sont élevées et atteignent des valeurs supérieures à 30 cm/an alors que dans la nature ces vitesses n'excèdent pas 15-16 cm/an dans les zones de subduction actuelles [[Funiciello et al., 2008](#); [Schellart et al., 2008](#)]. Comme nous le montrons dans les essais avec une viscosité du manteau non-négligeable, cette résistance diminue les valeurs de v_{fosse} .

Essais 10^{20} Pa.s $< \eta_a < 5.10^{20}$ Pa.s :

- Les essais avec $\eta_{op} = 5.10^{24}$ Pa.s et $\eta_{sp} = 3.10^{23}$ Pa.s réalisés en variant la viscosité du manteau illustrent la résistance qu'oppose celui-ci au déplacement et à la déformation de la plaque plongeante. Non seulement les plis formés sont de plus en plus espacés en augmentant η_a , mais la variation relative d'épaisseur de la plaque plongeante en est aussi affectée : à la fin du temps d'étude un amincissement important (-30%) de la plaque subduite est constaté lorsque $\eta_a = 10^{20}$ Pa.s alors qu'elle s'épaissit de 30% lorsque $\eta_a = 5.10^{20}$ Pa.s.
- Les essais effectués avec $\eta_{op} = 10^{23}$ Pa.s et $\eta_{sp} = 5.10^{24}$ Pa.s montrent l'effet de la viscosité du manteau sur la déformation de la plaque chevauchante. La vitesse de la fosse croît entre 0 et 35 cm/an lorsque $\eta_a = 3.10^{20}$ Pa.s alors qu'elle varie entre -1 et 5 cm/an (valeur moyenne de 2-3 cm/an) lorsque $\eta_a = 5.10^{20}$ Pa.s.
- Les forces mantelliques ralentissent donc le retrait du slab et l'élongation de la plaque supérieure v_{fosse} à être proche de v_{op} imposée.

Remarques générales :

- Les essais impliquant une plaque supérieure peu visqueuse ($\eta_{op} = 10^{23}$ Pa.s) peuvent reproduire des modes de subduction libre. Dans ces expériences, lorsque la viscosité $\eta_a \leq 1.10^{20}$ Pa.s, cela implique des valeurs de v_{fosse} qui ne sont pas observées dans la nature et des contraintes extensives élevées dans la plaque chevauchante. Nous pouvons donc questionner la pertinence de l'hypothèse d'une plaque chevauchante très peu résistante conduisant à des modèles où la présence de cette plaque est négligée. En effet, récemment, d'autres auteurs ont également effectué cette remarque en utilisant des modèles de subduction libre incluant un plaque chevauchante

III.2 Paramètres contrôlant les plissements du slab à 660 km

[Holt et al., 2015; Sharples et al., 2014]. Holt et al. [2015] observent que l'inclusion d'une plaque supérieure diminue les vitesses de fosse d'un facteur 2 par rapport à des modèles sans plaque chevauchante. Cependant ces auteurs considèrent des plaques de faible viscosité comprise entre 10^{22} et 2.10^{23} Pa.s (par rapport à un manteau supérieur de viscosité égale à 10^{20} Pa.s) et observent peu de déformation interne de la plaque supérieure lorsque $\eta_{op} = \eta_{sp} = 2.10^{23}$ Pa.s malgré un contraste de densité similaire à celui utilisé dans notre étude ($\Delta\rho = 50 \text{ kg.m}^{-3}$). Le retrait de la fosse est donc probablement accommodée par le déplacement (« libre ») de la plaque supérieure.

- Les différentes expériences que nous avons réalisées ont mis en évidence deux paramètres qui diminuent la déformation de la plaque chevauchante dans notre modèle de subduction.

- Le premier est la viscosité de la plaque plongeante : des panneaux plongeants de faible viscosité ($< 5.10^{23}$ Pa.s) génèrent valeurs de σ_{xx} modérées.

Diverses estimations de la viscosité moyenne des lithosphères plongeantes prédisent, en effet, des valeurs aux alentours de 10^{23} Pa.s [Capitanio et al., 2009; Conrad et Hager, 1999; Funiciello et al., 2003b; Wu et al., 2008]. Pourtant, des études numériques prédisent une viscosité, notamment au cœur de la plaque plongeante, atteignant 10^{25} Pa.s [Billen et Hirth, 2007; Capitanio et Morra, 2012; Garel et al., 2014; Quinteros et al., 2010] jusqu'à 600 km de profondeur. Par ailleurs, des essais en laboratoire sur des grains d'olivine ont suggéré que la lithosphère devait avoir une viscosité comprise entre 5.10^{22} Pa.s et 10^{24} Pa.s entre 100 et 400 km de profondeur [Hirth et Kohlstedt, 2003] (cf. fig. I.14b).

- Le deuxième paramètre est la viscosité du manteau qui influence de manière conséquente notre modèle. Ainsi lorsque $\eta_{op} = 10^{23}$ Pa.s et $\eta_a \leq 3.10^{20}$ Pa.s, la fosse recule avec des vitesses irréalistes et le slab est en retrait permanent, tandis qu'un manteau de viscosité supérieure 3.10^{20} Pa.s contraint v_{fosse} à des valeurs plus réalistes et un pli se forme. Les estimations de la viscosité moyenne du manteau supérieur prédisent pourtant des valeurs entre 5.10^{19} Pa.s jusqu'à 10^{21} Pa.s (cf. partie I.1.2.2).

- Enfin, il paraît important de remarquer que les modèles de subduction libre sans plaque supérieure ont discriminé au maximum cinq styles de subduction (fig. III.1) parmi lesquels ne figure pas de style de subduction caractérisé par un dépôt de la face inférieure du slab avec retrait de la fosse et la formation de plissements (cycliques). Outre l'imposition de conditions cinématiques sur les plaques, les plissements du slab sur la discontinuité à 660 km de profondeur pourraient être aussi une conséquence de la présence d'une plaque supérieure suffisamment résistante. Dans un modèle numérique 3D de subduction libre incluant la présence d'une plaque chevauchante, Schellart et Moresi [2013] ont observé également observé la formation d'un plissement du slab après que le panneau plongeant soit ancré à 660 km.

3 Influence de la viscosité du manteau supérieur sur le régime cyclique de plis : application au cas de la subduction Andine

Dans cette partie, il s'agit d'étudier uniquement l'influence de la viscosité du manteau supérieur dans un modèle de subduction avec plissements du panneau plongeant en fixant tous les autres paramètres. Nous décrivons également la dynamique du manteau dans ce contexte. Nous appliquons ce modèle à la subduction andine où la cyclicité du régime tectonique dans la plaque supérieure (plaque sud-américaine) est relativement contrainte (voir [partie I.3](#)). Ce travail a fait l'objet d'une publication [[Cerpa et al., 2014](#)] (en annexe) où une discussion sur l'application géodynamique aux Andes a été menée.

3.1 Hypothèses du modèle physique

Le modèle physique utilisé dans cette étude, présenté dans la [partie II.1](#), suppose que les effets de la température sont négligeables. Il est admis que la dynamique de la subduction demeure découplée des effets thermiques si l'advection dans l'épaisseur du manteau supérieur est prépondérante vis-à-vis de la diffusion thermique. Ceci est caractérisé par le nombre de Péclet qui représente le rapport entre le transfert de chaleur par convection et le transfert de chaleur par diffusion et s'écrit :

$$Pe = \frac{H_{um}v_s}{\alpha} \quad (\text{III-3})$$

où H_{um} est la longueur caractéristique du système ($H_{um} = 660$ km), v_s sa vitesse, et α la diffusivité thermique. Pour les Andes, nous considérons que la vitesse de subduction $v_s \simeq 7$ cm/an est la vitesse caractéristique et nous prenons $\alpha \simeq 8,6.10^{-7}$ m².s⁻¹ [[Sobolev et Babeyko, 2005](#)]. Nous obtenons donc $Pe > 10^3 \gg 1$, ce qui justifie que nous négligeons les effets thermiques internes. Les paramètres rhéologiques, n'évoluant pas dans le temps, sont considérés comme des paramètres moyens au cours de la subduction.

L'état initial du modèle est donné figure [III.3](#) et les paramètres utilisés sont listés dans le tableau [III.5](#).

Le domaine fluide (domaine mantellique) est un domaine rectangulaire de taille 9000 km × 685 km. Les conditions aux limites dans le domaine fluide sont les suivantes : le fond du domaine fluide est fermé, le haut du domaine est à vitesse normale nulle, et les côtés sont ouverts.

Les conditions aux limites en vitesse appliquées aux plaques sur leurs bords lointains sont pour

III.3 Influence de la viscosité du manteau supérieur sur le régime cyclique de plis : application au cas de la subduction Andine

Tableau III.5 – Paramètres mécaniques utilisés pour le modèle de subduction de la [partie III.3](#).

Paramètres	Manteau	Plaque supérieure	Plaque subduite
Gravité (m.s^{-2})	$g = 10$		
Épaisseur (km)	$H_{um} = 660$	$e = 90$	
Masse volumique (kg.m^3)	$\rho_a = 3150^a$	$\rho_l = 3200$	
Viscosité (Pa.s)	$\eta_a = 0 \text{ à } 10^{21}$	$\eta_l = 10^{24}$	
Module de Young (Pa)	/	$E = 10^{11}$	
Coefficient de Poisson	/	$\nu = 0,25$	
Coefficients de frottement	/	Interface entre plaques : $\mu = 0,015$ Interface plaque/discontinuité : $\mu = 0,2$	
Vitesses (cm/an)	/	$v_{op} = 4,3$	$v_{sp} = 2,9$

^a masse volumique imposée en base de lithosphère

la plaque supérieure $v_{op} = 4,3$ cm/an et pour la plaque subduite $v_{sp} = 2,9$ cm/an soit une vitesse de subduction $v_s = 7,2$ cm/an en accord avec l'estimation de la vitesse de convergence entre les plaques sud-américaine et Nazca selon [Somoza et Ghidella, 2005]. Une faible friction entre les plaques ($\mu = 0,015$) est considérée comme il a été proposé par d'autres études sur les Andes [Sobolev et Babeyko, 2005]. Le temps total d'étude est de 127 Ma et le pas de temps est $\Delta t = 127$ a. Afin d'éviter le remaillage du domaine solide, nous considérons une fine couche élastique (6-7 km d'épaisseur) à la surface des plaques dont les paramètres élastiques sont les mêmes que pour toute la lithosphère.

3.2 Résultats

Nous effectuons d'abord une expérience de référence correspondant à une viscosité du manteau $\eta_a = 10^{20}$ Pa.s. L'évolution de cet essai est donnée, à plusieurs instants, figure III.22 où sont représentés la géométrie des plaques, le second invariant des contraintes déviatoriques dans les plaques $J_2(\sigma'_l)$ et le champ de pression dynamique dans le manteau.

Les plis se forment périodiquement au cours du temps. Cette cyclicité induit une variation du pendage du panneau plongeant à faible et moyenne profondeur (entre -100 et -300 km) selon le stade de développement du plissement. Lorsqu'il y a formation d'un pli, le pendage décroît et le panneau plongeant remonte vers la base de la plaque chevauchante. À l'inverse, lorsque le pli se dépose, le pendage augmente jusqu'à atteindre une valeur maximale d'environ 60° durant la phase de retrait avant le début de formation d'un nouveau pli.

L'écoulement dans le manteau varie également en fonction des étapes du plissement. Avant la

Chapitre III. Dépôts des panneaux plongeants sur la discontinuité à 660 km de profondeur : plis et cyclicité

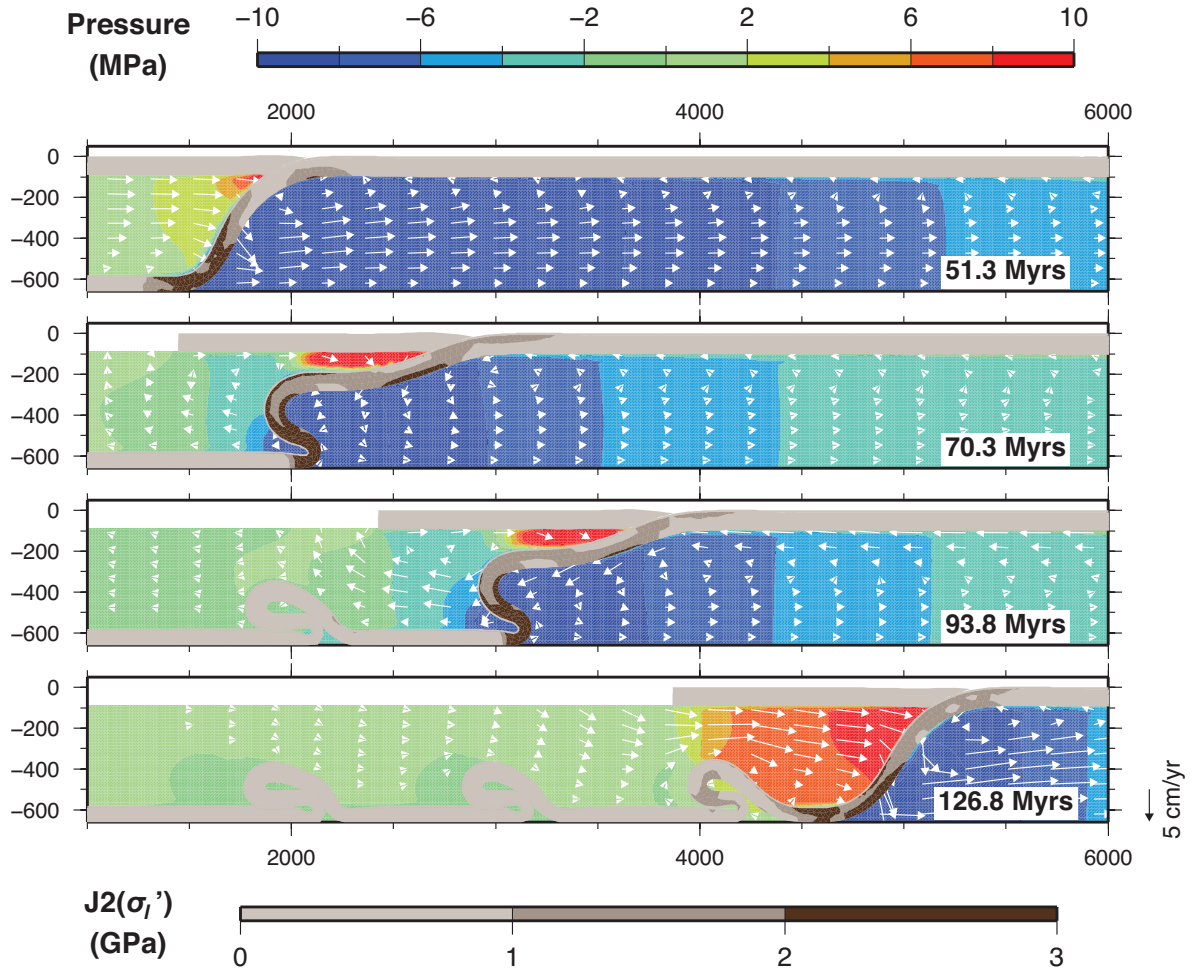


Figure III.22 — Expérience de référence avec un manteau de viscosité $\eta_a = 10^{20}$ Pa.s. Géométrie des plaques, champ du second invariant des contraintes déviatoriques dans les plaques (échelle de couleur marron), champ de pression dans le manteau (échelle de couleur bleu-rouge), et champ de vitesse dans le manteau (flèches blanches).

formation d'un pli, le slab se retire (*slab-rollback*) générant des vitesses d'écoulement du manteau dans le même sens de part et d'autre du panneau plongeant. Quand débute la formation du pli, le champ de vitesse dans le manteau situé au-dessus de la plaque subduite adopte un mouvement vers l'avant (vers la gauche sur la figure), et une cellule de circulation se crée sous la plaque plongeante d'intensité faible par rapport aux vitesses des plaques. Lors du dépôt du slab, l'intensité de l'écoulement dans le manteau augmente au voisinage du matériel descendant avec principalement une augmentation de la composante verticale de la vitesse. L'état du système à 126,8 Ma correspond à l'étape juste après le dépôt d'un pli lorsque le panneau plongeant vient se déposer à nouveau sur la discontinuité à 660 km, ce qui explique la composante verticale

III.3 Influence de la viscosité du manteau supérieur sur le régime cyclique de plis : application au cas de la subduction Andine

de la vitesse dans l'asthénosphère. Après cette dernière étape, s'en suit le retrait du slab et le début d'un nouveau cycle. Nous pouvons remarquer, que lors de la création d'un pli, une zone de relative haute pression dynamique se forme entre la face supérieure du panneau plongeant horizontalisé et la base de la plaque supérieure. Cependant, ces pressions dépassent rarement 10 MPa.

Les plissements génèrent l'apparition de fortes contraintes déviatoriques (> 1 GPa) dans la plaque plongeante qui se concentrent dans les parties les plus fléchies. Des valeurs supérieures à 2 GPa sont atteintes à des profondeurs comprises entre 400 et 600 km au niveau des plis déposés en base du manteau supérieur. Ces valeurs de $J_2(\sigma'_l)$ au sein des plaques ne sont pas induites par les forces mantelliques sur les parois des plaques mais par le propre mécanisme de plissement.

Les expériences suivantes ont été réalisées afin d'étudier l'effet de la viscosité du manteau supérieur par rapport à l'expérience de référence décrite ci-dessus ainsi que par rapport à l'expérience similaire effectuée par [Gibert et al. \[2012\]](#) avec un manteau non-visqueux. La figure [III.23](#) regroupe les résultats de ces expériences où nous avons reporté cinq cas avec des viscosités de l'asthénosphère différentes. Cette figure présente : les géométries finales des plaques, des géométries intermédiaires de la plaque subduite représentées par des lignes noires ainsi que le champ des contraintes déviatoriques dans les plaques $J_2(\sigma'_l)$ et dans le manteau $J_2(\tau_a)$.

La figure [III.23a](#) montre le résultat obtenu pour un manteau non-visqueux. Les expériences effectuées avec des viscosités du manteau inférieures à 10^{20} Pa.s ne montrent d'effet notable ni sur la période de formation de plis ni sur leur géométrie. Seul un retard de l'apparition du premier pli est tout au plus observé. Pour des viscosités du manteau supérieures ou égales à 3.10^{20} Pa.s (figures [III.23c](#) et [III.23d](#)), la taille des plis ainsi que l'espacement entre deux plis successifs augmentent avec la viscosité. Celle-ci a pour effet de ralentir la fermeture du pli (mouvement vertical de la plaque plongeante) et le retrait du slab, ce qui retarde l'instant où il atteint un pendage critique à partir duquel le pli peut commencer à se former. De plus, en comparant les figures [III.23a](#) et [III.23d](#), nous remarquons que durant le plissement, l'amplitude de la portion courbée du panneau plongeant est plus grande pour une viscosité plus importante, et le pli subséquent formé sera également plus grand. Bien que seules les figures [III.23a](#) et [III.23d](#) montrent l'étape où une portion du panneau plongeant adopte une forme quasi-horizontale entre 100 et 200 km de profondeur, cette étape est commune à tous les essais avec une viscosité du manteau $\eta_a \leq 5.10^{20}$ Pa.s.

Pour des viscosités plus grandes (8.10^{20} Pa.s et 10^{21} Pa.s, figures [III.23e](#) et [III.23f](#)), un chan-

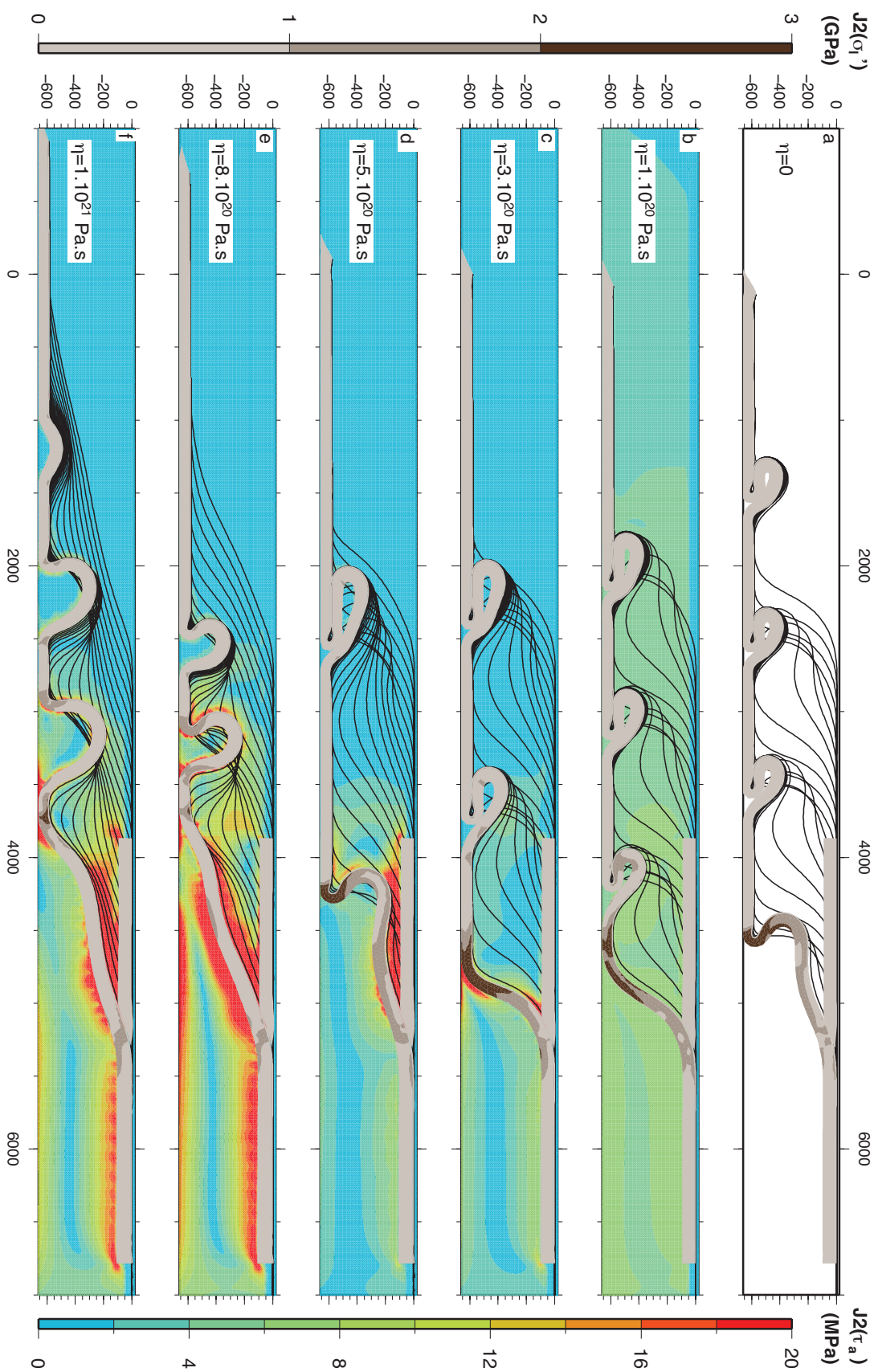


Figure III.23 – Géométries et second invariant des contraintes déviatoriques (après 126,8 Ma) pour des expériences avec différentes viscosités du manteau. Deux échelles de couleur sont utilisées pour les contraintes dans les plaques (échelle marron à gauche) et les contraintes dans le manteau (échelle bleu-rouge à droite). Les lignes continues noires représentent la géométrie de la face supérieure de la plaque plongeante à différents instants.

III.3 Influence de la viscosité du manteau supérieur sur le régime cyclique de plis : application au cas de la subduction Andine

gement de régime de formation des plis a lieu. L'évacuation du fluide sous la plaque subduite devient difficile et le dépôt des plis est donc plus lent d'où leur forme en « bosse ». Ces bosses s'élèvent jusqu'à une profondeur de 250 km, ce qui semble irréaliste puisqu'aucune image tomographique, à ce jour, n'a montré de telles géométries. Par ailleurs, la remontée du slab vers la plaque supérieure est réduite voire inexistante du fait de la forte viscosité du matériel intermédiaire.

Les contraintes déviatoriques dans le manteau augmentent avec sa viscosité. Alors que celles-ci n'excèdent pas 10 MPa pour une viscosité du manteau de 10^{20} Pa.s, elles atteignent le double pour une viscosité de 10^{21} Pa.s.

Comme évoqué pour l'expérience de référence, les contraintes déviatoriques à l'intérieur de la plaque plongeante ne semblent pas être affectées par les efforts mantelliques. De ce fait, il n'y a pas d'augmentation de $J_2(\sigma'_l)$ en fonction de η_a . Pour des viscosités peu élevées, l'intensité du déviateur atteint 3 GPa dans les parties les plus courbées des plis à plus de 400 km de profondeur (figures III.23b et III.23d). À l'inverse, pour des viscosités supérieures à 5.10^{20} Pa.s, le dépôt du panneau plongeante sur la discontinuité à 660 km génère moins de fléchissement. Les contraintes déviatoriques atteignent, par conséquent, rarement plus de 1 GPa au sein des plaques.

Il est à noter que d'autres études numériques de subduction considèrent des résistances du slab, plus petites ou similaires aux valeurs du déviateur obtenues dans nos essais [Billen et Hirth, 2007; Čížková et al., 2007]. Ces études considèrent que le seuil limite pour assurer la cohérence de la lithosphère plongeante pourrait être d'environ 1 GPa. De plus, des expériences en laboratoire sur des échantillons d'olivine mesurent des valeurs similaires de contrainte déviatorique dans des conditions de température et de pression équivalentes à celles au sein d'un slab dans la zone de transition du manteau (voir partie I.1.3).

Dû au fléchissement important dans les plis vers 400-660 km de profondeur, nos modèles excèdent très localement des valeurs de 3 GPa, dépassant probablement (localement) le seuil de rupture, ce qui nous permet de penser que la cohérence mécanique générale du slab pourrait être préservée dans ces zones. Nous supposons également que même si le slab venait à se « rompre », la partie du slab en cours de dépôt pourrait toujours se déposer sur la partie stagnante générant ainsi, à grande échelle, des géométries similaires aux plis modélisés. Il serait bien sûr utile que de futurs travaux soient menés pour étudier ce style de subduction en prenant en compte des rhéologies plus complexes (dépendantes de la température et de l'état de contrainte, prenant en compte un seuil de rupture, ...).

3.3 Variation du pendage et régime de contraintes dans la plaque supérieure

La figure III.24 montre l'évolution dans le temps du pendage du panneau plongeant moyenné entre 100 et 160 km de profondeur. La « période de plissement », correspondant au temps écoulé entre deux minimums du pendage, est d'environ 20 Ma pour une viscosité du manteau $\eta_a \leq 10^{20}$ Pa.s et atteint 30 et 40 Ma pour, respectivement, $\eta_a = 3.10^{20}$ Pa.s et $\eta_a = 5.10^{20}$ Pa.s. Cet angle de subduction varie entre 5° et 45° (pour $\eta_a \leq 10^{20}$ Pa.s), mais oscille moins lorsque la viscosité augmente. Pour des viscosités du manteau inférieures ou égales à 5.10^{20} Pa.s, l'angle minimum correspond à la formation de portions horizontales du slab (*flat-slabs*) vers 150 km de profondeur et atteignant des longueurs de près 500 km (fig. III.23). La longueur des *flat-slabs* formés dans nos modèles peut être comparée à celle de l'actuelle subduction horizontale observée sous le Chili central à environ 100-120 km de profondeur et s'étendant sur 200-300 km (fig. III.25) [Anderson et al., 2007; Barazangi et Isacks, 1976; Marot et al., 2013, 2014] bien que sa formation soit généralement attribuée à l'influence de la ride Juan Fernandez en subduction [Espurt et al., 2008; Martinod et al., 2010]. Pour des viscosités plus importantes ($\eta_a \geq 8.10^{20}$ Pa.s), le pendage minimum atteint au cours de la subduction est supérieur à 15° , et il n'y a plus de formation de subduction horizontale pour les raisons qui ont été expliquées auparavant.

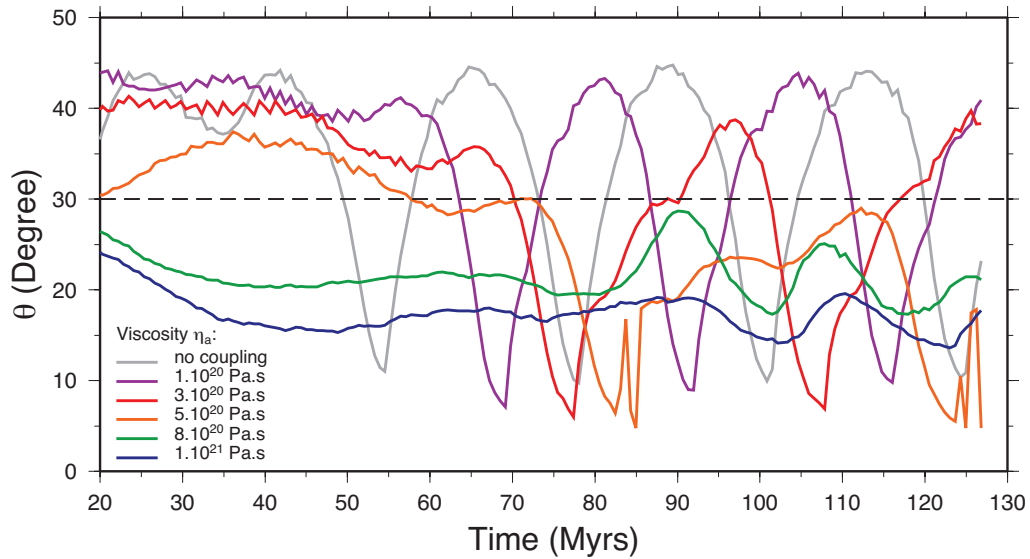


Figure III.24 — Évolution temporelle du pendage moyen du panneau plongeant entre 100 et 160 km de profondeur pour différentes viscosités du manteau.

III.3 Influence de la viscosité du manteau supérieur sur le régime cyclique de plis : application au cas de la subduction Andine

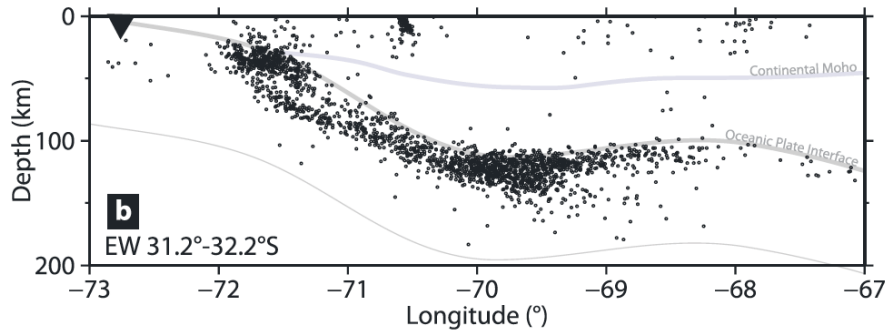


Figure III.25 – Figure d’après [Marot et al., 2014]. Coupe verticale Est-Ouest sur laquelle est représentée l’activité sismique enregistrée entre 1999 à 2003 pour la région située entre 31.2°S et 32.2°S (points noirs). La position approximative de la fosse est représentée par un triangle noir.

Il est intéressant de remarquer que dans des expériences équivalentes, avec des conditions cinématiques identiques mais où les plaques lithosphériques sont entièrement viscoélastiques (avec les mêmes paramètres mécaniques), lors de la formation des plis, la portion horizontale est moins longue et se forme vers 300 km de profondeur (expériences effectuées dans la [partie III.2](#)). Des portions de subduction horizontales formées à 100-200 km de profondeur ne sont obtenues que lorsque la viscosité de la plaque plongeante (sans couche élastique) est supérieure à $5 \cdot 10^{24}$ Pa.s. Contrairement à ce qu’on pourrait attendre, la couche élastique de faible épaisseur (7% de l’épaisseur de la lithosphère) semble jouer un rôle important sur la dynamique des plis. Une étude portant sur l’influence d’une croûte élastique (ou élasto-plastique) reste donc à effectuer.

La figure [III.26](#) représente les contraintes horizontales dans la plaque supérieure mesurées loin de la fosse de subduction, pour différentes viscosités du manteau. Les valeurs positives représentent un régime extensif, tandis que les valeurs négatives représentent un régime compressif. Pour des viscosités $\eta_a \leq 10^{20}$ Pa.s, il y a succession de régimes extensifs et compressifs (de façon analogue au modèle de [Gibert et al. \[2012\]](#)). Pour un manteau de viscosité $\eta_a \geq 3 \cdot 10^{20}$ Pa.s, la plaque supérieure est toujours en compression. Les variations de contraintes deviennent inférieures à 100 MPa mais pourraient encore induire des changements périodiques des structures tectoniques en surface.

En mettant en relation les pendages représentés [fig. III.24](#) et les contraintes horizontales [fig. III.26](#), il apparaît que la transition entre le régime compressif et extensif se situe aux alentours d’un pendage de 40°. Cette valeur est en accord avec les conclusions issues d’études statistiques par [Lallemand et al. \[2005\]](#).

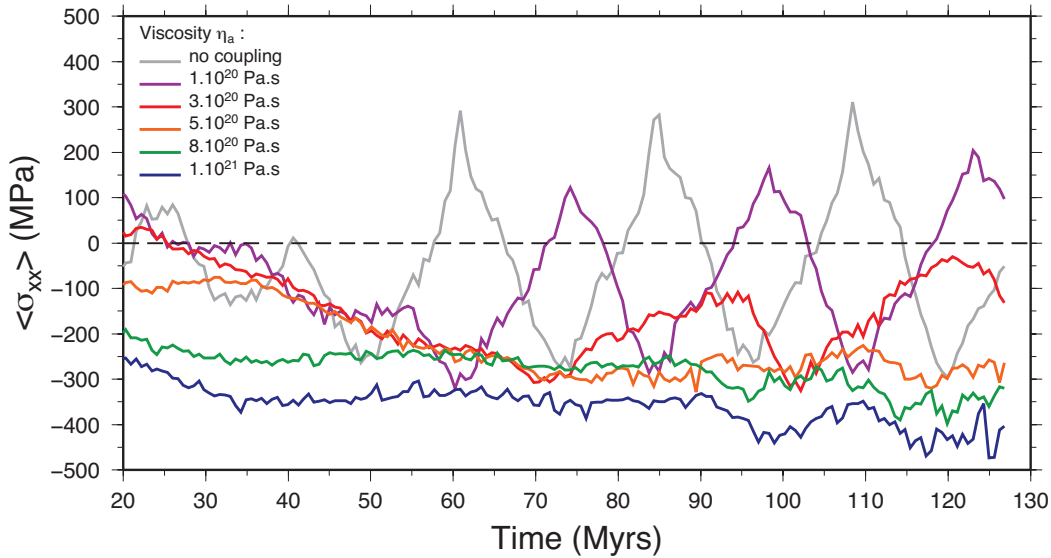


Figure III.26 — Évolution temporelle des contraintes horizontales moyennes dans la plaque supérieure mesurées loin de la fosse pour différentes viscosités du manteau.

4 Application du modèle aux subductions naturelles

4.1 Ouverture et fermeture des bassins d'arrière-arc

Le régime tectonique dans l'arrière-arc des subductions actuelles est variable [Jarrard, 1986; Lallemand et al., 2005]. Il a été proposé que la déformation de cette zone soit contrôlée par le contraste de densité (entre le slab et le manteau) [p. ex. Uyeda et Kanamori, 1979] et l'effort de succion entre les plaques dû à la pression hydrostatique [Shemenda, 1993], par la friction à l'interplaque [p. ex. Hassani et al., 1997], par la vitesse absolue de la plaque supérieure [Heuret et Lallemand, 2005; Jarrard, 1986; Lallemand et al., 2005] et par le mouvement relatif de la plaque chevauchante par rapport à celui de la plaque plongeante [Arcay et al., 2008; Lallemand et al., 2008]. Cependant les modèles utilisés pour émettre ces hypothèses ou les études statistiques à partir desquels elles sont issues ont peu exploré les liens entre l'état de contrainte dans l'arrière-arc et la stagnation des panneaux plongeants à 660 km de profondeur.

De plus, des travaux ont montré que le régime tectonique dans l'arrière-arc a évolué au cours de l'histoire des systèmes de subduction [Sdrolias et Müller, 2006]. En effet, l'ouverture et la fermeture épisodique des bassins d'arrière-arc paraît être un phénomène largement répandu à travers les zones de subduction naturelles [Clark et al., 2008; Faccenna et al., 2001; Jolivet et al., 1999; Sdrolias et Müller, 2006] et concernent bien souvent des zones où le panneau plongeant a atteint la zone de transition du manteau [Clark et al., 2008].

III.4 Application du modèle aux subductions naturelles

Les études statistiques des subductions actuelles ont montré que le régime tectonique de l'arrière-arc est relié au pendage du panneau plongeant [Lallemant et al., 2005]. Aussi, nous proposons que des plissements du panneau plongeant ancré à 660 km de profondeur pourraient contribuer à la dynamique de cette zone.

Parmi les zones de subduction pour lesquelles des études ont reporté des épisodes d'ouverture-fermeture des bassins d'arrière-arc, nous pouvons citer la subduction aux Tonga-Kermadec, la subduction du Japon, ou la subduction Andine :

- L'ouverture de la mer du Japon, en contexte extensif, a eu lieu entre 30 Ma et 12 Ma et est reliée à la subduction de la plaque Pacifique sous la plaque Eurasienne. Le régime tectonique a ensuite basculé impliquant une compression depuis 10-8 Ma dans cette zone avec un possible début de subduction à l'est de la mer du Japon. Certains auteurs pensent que le basculement du régime extensif à compressif s'explique par la propagation vers l'est de la déformation induite par la collision de l'Inde et de l'Asie [Jolivet et al., 1999]. Cependant, la tomographie sismique montre clairement une stagnation de la plaque pacifique dans la zone de transition à 660 km de profondeur [p. ex. Fukao et Obayashi, 2013] et le mécanisme de plissement périodique du slab pourrait avoir contribué au changement de régime tectonique.
- Aux Tonga-Kermadec, la plaque Pacifique entre en subduction sous la plaque Indo-Australienne. Cette subduction est active depuis environ 45 Ma. Un épisode d'extension a été mis en évidence par l'ouverture du bassin Sud-Fidjien entre 25 Ma et 33 Ma [Sdrolias et Müller, 2006]. Cet épisode a précédé une période de « quiescence », et depuis 7 Ma il y a l'ouverture encore active du bassin de Lau, indiquant une nouvelle période d'extension [Sdrolias et Müller, 2006]. La tomographie sismique a révélé une portion de la plaque Pacifique déposée sur la discontinuité à 660 km et une portion ayant pénétré dans la partie supérieure du manteau inférieur [p. ex. Fukao et Obayashi, 2013]. En particulier, sous le bassin de Lau, le panneau plongeant stagne à 660 km et des plissements périodiques du panneau plongeant pourraient alors expliquer la dynamique du bassin d'arrière-arc. De plus, l'observation de la pénétration de la plaque plongeante dans le manteau inférieur n'exclue pas un plissement du slab au travers de la zone de transition du manteau [Čížková et Bina, 2013; Lee et King, 2011; Ribe et al., 2007]. Les modèles numériques d'un tel mécanisme n'ont cependant pas discuté de l'évolution du champ de contrainte induit dans la plaque supérieure.
- Plusieurs travaux ont reporté des variations du régime tectonique dans la plaque sud-américaine depuis le Crétacé [Haschke et al., 2006]. Ces variations, cycliques (voir par-

tie I.3), ont donné lieu d'abord à la fermeture des bassins d'arrière-arc, puis à la construction des Andes [Haschke et al., 2006; Martinod et al., 2010; Ramos, 2009; Sdrolias et Müller, 2006]. De plus, Clark et al. [2008]; Folguera et Ramos [2011] indiquent que la durée des périodes de compression et d'extension n'est pas la même le long de la marge. Si nous supposons que ces variations sont dues à des plissements du slab en base du manteau supérieur, la variation des durées des épisodes de compression (et extension) dans l'arrière-arc pourraient s'expliquer par la segmentation de différents paramètres le long de la marge tels que l'âge de la plaque plongeante [Müller et al., 2008; Sdrolias et Müller, 2006], la cinématique des plaques [Somoza et Ghidella, 2012], la rhéologie de la plaque sud-américaine [Gerbault et al., 2009] ou encore les variations latitudinales de conditions climatiques qui pourraient affecter les propriétés frictionnelles à l'interplaque [Lamb et Davis, 2003].

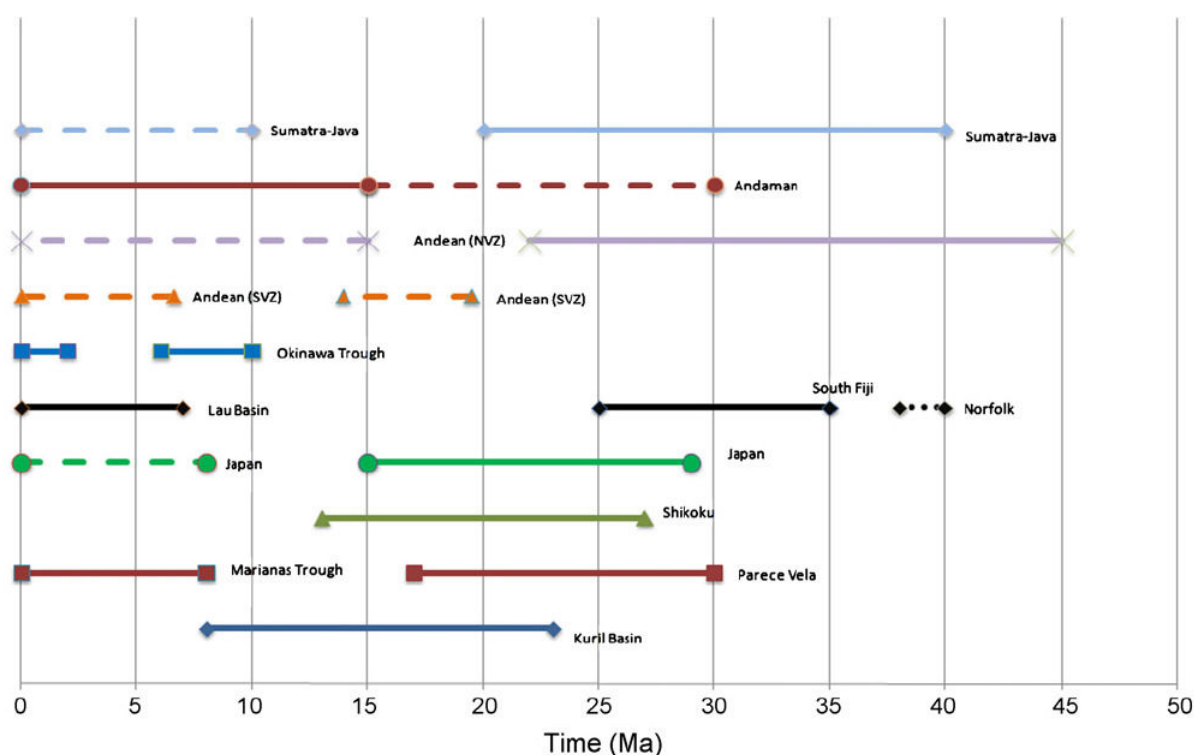


Figure III.27 – D'après une figure de Clark et al. [2008]. Régime tectonique des bassins d'arrière-arc dans différentes zones de subduction. Les lignes discontinues représentent des périodes de compression, les lignes continues les périodes d'extension, et les gaps des périodes de quiescence.

Plus généralement, Clark et al. [2008] ont compilé différents travaux et montré la variété de durées d'épisodes d'ouverture et de fermeture des bassins d'arrière-arc au cours des derniers 45 Ma dans plusieurs zones de subduction. Leur compilation est illustrée figure III.27 et montre

III.4 Application du modèle aux subductions naturelles

que les épisodes connus d'ouverture puis de fermeture (ou l'inverse) ont eu lieu dans les différentes zones de subduction à toujours plus de 20 Ma d'intervalle. Nos modèles reproduisent des cycles de variations du régime tectonique de la plaque supérieure en adéquation avec ces ordres de grandeur.

D'autres études numériques, considérant des panneaux plongeant qui atteignent la discontinuité à 660 km de profondeur, ont toutefois proposé des mécanismes différents pour expliquer les changements de dynamique des bassins d'arrière-arc :

- [Clark et al. \[2008\]](#) ont réalisé une série de modèles numériques de subduction avec des plaques viscoplastiques pour reproduire les épisodes d'ouverture-fermeture des bassins d'arrière-arc. Ces modèles comprennent une plaque supérieure immobile et une plaque plongeante libre, fixe ou à cinématique imposée (vitesse imposée sur toute la surface de la plaque) et le temps d'étude est restreint à une vingtaine de millions d'années. En quantifiant la différence entre la vitesse de la fosse et la vitesse de la plaque supérieure, qu'ils relient directement à la dynamique du bassin d'arrière-arc, les auteurs proposent que les épisodes d'ouverture et fermeture des bassins ont lieu principalement lors de l'interaction entre le slab et la discontinuité à 660 km, et, dépendent principalement des conditions aux limites imposées à la plaque subduite. Notamment, ils observent une plus grande variation de la vitesse de la fosse et de la cinématique du bassin d'arrière-arc lorsqu'ils appliquent une vitesse de convergence à la plaque plongeante. Selon les auteurs, ces conditions aux limites pourraient notamment représenter les subductions autour du Pacifique. Dans cette étude, cependant, l'état de contrainte généré dans la plaque supérieure n'est pas renseigné et l'influence de la rhéologie sur la variation de la vitesse de la fosse n'est pas étudiée.
- [Schellart et Moresi \[2013\]](#) proposent que la dynamique des bassins d'arrière-arc est contrôlée essentiellement par l'effort tranchant en base de la plaque chevauchante généré par l'écoulement du manteau. Ils considèrent un modèle numérique où les plaques, chevauchante et plongeante, sont visqueuses et « libres » (pas de conditions aux limites en vitesse imposées). Les auteurs constatent une bonne corrélation entre les gradients de vitesse du manteau située juste en-dessous de la plaque chevauchante et les contraintes mesurées dans cette plaque. Ils suggèrent que les gradients de vitesse durant les phases de retrait du slab favorisent de l'extension dans l'arrière-arc. De plus, leur modèle donne lieu également à un plissement du slab après une phase de retrait une fois que celui-ci ait été ancré sur la discontinuité à 660 km. L'écoulement durant cette phase de plissement favoriserait au contraire de la compression dans la région d'arrière-arc. Les auteurs considèrent un

Chapitre III. Dépôts des panneaux plongeants sur la discontinuité à 660 km de profondeur : plis et cyclicité

temps d'étude restreint (< 35 Ma) et ne font pas état d'une périodicité de ces événements.

En accord avec [Gibert et al. \[2012\]](#), nous avons montré dans cette étude que la variation du régime tectonique de la plaque chevauchante est directement reliée au mécanisme de plissement cyclique de la plaque plongeante. L'intensité des contraintes générées dans la plaque supérieure et la durée des cycles du régime tectonique étant reliées à la rhéologie des plaques (ainsi qu'à la vitesse des plaques en ce qui concerne la durée), la variabilité de ces paramètres au niveau des subductions naturelles pourrait expliquer la variabilité des durées des épisodes d'ouverture-fermeture des bassins d'arrière-arc. Néanmoins, il y a, à notre connaissance, peu de zones de subduction où une réelle cyclicité a été mise en évidence (Amérique du sud [[Folguera et Ramos, 2011](#); [Haschke et al., 2006](#)], Amérique du Nord [[DeCelles et Graham, 2015](#); [DeCelles et al., 2009](#)]) ce qui conduit à émettre des réserves sur l'explication des changements de la dynamique des bassins par les plissements du slab. Il serait alors utile de rechercher des informations complémentaires pour des zones de subductions maintenues depuis plus de 50 Ma notamment dans les régions à l'ouest et au nord-ouest du Pacifique.

4.2 La cyclicité dans les Andes

La cyclicité du régime tectonique dans les Andes est bien identifiée et différents travaux ont déterminé des durées de cycles comprises entre 30 et 40 Ma (voir description dans la [partie I.3](#)). Aussi, plusieurs hypothèses ont été émises pour expliquer la variation périodique de l'état de contrainte dans la plaque supérieure (voir [partie I.3](#)).

[Gibert et al. \[2012\]](#) ont proposé une nouvelle explication de ces cycles et la formation de subductions horizontales en évoquant la formation de plis sur la discontinuité à 660 km de profondeur. Toutefois, les cycles obtenus par les auteurs pour les vitesses de plaque des Andes sont de 20 Ma et ils ont proposé que cela pouvait être dû à la non-prise en compte de la viscosité du manteau dans leur modèle numérique. Aussi, nous avons étudié l'influence de la viscosité sur la périodicité dans un modèle avec des vitesses réalistes pour la plaque sud-américaine et la plaque Nazca. Nous avons obtenu des cycles de régime tectonique de la plaque supérieure d'une durée allant de 20 à 40 Ma validant le mécanisme de formation de plis sur la discontinuité à 660 km. L'application géodynamique du modèle au cas des Andes est discutée dans [Cerpa et al. \[2014\]](#) (en annexe).

5 Conclusion

Lorsque la déformation interne des plaques est négligeable, [Gibert et al. \[2012\]](#) ont proposé une condition cinématique prédisant les conditions de plissements du slab. Dans ce chapitre, nous avons effectué une étude paramétrique afin de déterminer les facteurs qui influencent ce comportement, et la manière dont la cyclicité en est affectée.

À vitesses de plaques identiques, les plissements sont obtenus pour un large intervalle de paramètres mécaniques. Il apparaît notamment que les facteurs pouvant inhiber la formation de plis, dans les cas étudiés, sont : une plaque plongeante trop résistante à la flexion ($e > 100$ km), une plaque plongeante avec un module de Young élevé ($E_{sp} > 10^{11}$ Pa) ou une plaque supérieure trop faible ($\eta_{op} < 5.10^{23}$ Pa.s) à condition que la viscosité du manteau soit faible ($\eta_a \leq 10^{20}$). Cela confirme, notamment, le rôle essentiel de la plaque supérieure dans la dynamique des systèmes de subduction tel qu'il a été proposé auparavant dans plusieurs travaux [p. ex. [Capitanio et al., 2010](#); [Gibert et al., 2012](#); [Heuret et al., 2007](#); [Lallemant et al., 2005](#); [Yamato et al., 2009](#)]. Remarquons que l'influence de deux paramètres importants pour la dynamique de la subduction, le contraste de densité et la friction entre les plaques, n'a pas été étudiée et constitue une perspective de travail pour compléter cette étude.

La comparaison avec les styles de subduction libre proposés par des travaux antérieurs (voir [partie III.1](#)) est limitée du fait des différences des conditions aux limites considérées. Néanmoins, nous montrons que l'imposition d'une faible viscosité de la plaque supérieure ($\eta_{op} < 5.10^{23}$) permet de reproduire certains modes de subduction libre. Nous suggérons que ces modes de subduction, établis par des modèles de subduction libre sans plaque chevauchante [p. ex. [Stegman et al., 2010](#)], ont négligé l'existence du mode dans lequel le slab se dépose sur sa face inférieure au niveau de la discontinuité à 660 km. Par conséquent, ces travaux ont peu étudié la dynamique d'un système de subduction dans ce cadre.

Nous soulignons également que, dans le prolongement de ce travail il nous reste à établir une condition reliant les paramètres cinématiques et mécaniques permettant de prédire l'ensemble des modes de dépôt du panneau plongeant sur la discontinuité à 660 km de profondeur. Une étude supplémentaire, considérant à la fois des subductions contrôlées par les vitesses aux limites et des subductions libres, est également envisagée pour compléter ce travail.

Les plissements du panneau plongeant induisent des variations de l'état de contrainte dans la plaque supérieure, et nous proposons que cela puisse contribuer à la dynamique de l'arrière-arc. Cependant, pour reproduire la localisation de la déformation dans cette région dans notre

Chapitre III. Dépôts des panneaux plongeants sur la discontinuité à 660 km de profondeur : plis et cyclicité

modèle, il serait intéressant de considérer la plasticité. Une étude appliquée à une subduction spécifique pourrait être envisagée afin de valider l'application du mécanisme de plissement du slab aux épisodes d'ouverture et de fermeture des bassins d'arrière-arc et à la construction de relief.

Nous avons effectué une application préliminaire au cas de la subduction andine, en focalisant l'étude sur l'influence de la viscosité du manteau supérieur dans la reproduction de cycles tectoniques connus. Nous avons ainsi montré qu'une viscosité du manteau comprise entre 3 et 5 Pa.s (avec des plaques relativement résistantes) génère des périodes de variation de l'état de contrainte dans la plaque supérieure de l'ordre de 30 à 40 Ma comparables aux données dans les Andes.

Néanmoins, le modèle utilisé dans ce chapitre est en deux dimensions. Pour aller plus loin dans la reproduction de cas naturels de subduction, il est nécessaire d'envisager un modèle tridimensionnel.

Chapitre IV

Écoulement dans l'asthénosphère et déformations de surface en contexte de subduction oblique

Les zones de subduction naturelles ont un caractère fortement tridimensionnel que ce soit en termes de cinématique ou en termes de déformation. Le modèle que nous avons développé pour étudier l'interaction entre des lithosphères solides et un manteau visqueux présente l'avantage de pouvoir s'appliquer autant à des géométries 2D qu'à des géométries 3D. Dans ce chapitre, il s'agit de décrire, dans un premier temps, l'écoulement tridimensionnel dans le manteau induit par le plissement de la plaque plongeante et, dans un second temps, étudier les déformations de la plaque supérieure dans ce contexte. En particulier, nous nous intéressons à des cas synthétiques de convergence oblique dont on étudiera l'applicabilité des résultats à la subduction andine.

1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

Les reconstructions de cinématique des plaques [p. ex. [Gripp et Gordon, 2002](#)] illustrent le caractère tridimensionnel des marges convergentes. Dans la plupart des cas, la convergence est oblique. De plus, le long d'une même marge, la cinématique peut varier [p. ex. [Jarrard, 1986](#)]. En profondeur, la morphologie des plaques plongeantes présente des variations dans la direction parallèle à la fosse de subduction [[Hayes et al., 2012](#); [Lallemand et al., 2005](#)] suggérant des déformations complexes du slab dans cette direction [p. ex. [Gudmundsson et Sambridge, 1998](#)].

Chapitre IV. Écoulement dans l’asthénosphère et déformations de surface en contexte de subduction oblique

L’anisotropie sismique est définie par la dépendance de la vitesse des ondes sismiques à la direction de propagation ou la polarisation. Des études d’anisotropie sismique des ondes S dans le coin mantellique [Long et Wirth, 2013; Long et Silver, 2008] et dans la zone située directement sous le panneau plongeant [Long et Silver, 2008, 2009] révèlent des directions des ondes rapides parallèles à la fosse de subduction (p. ex. Aléoutiennes, Amérique Centrale, Izu-Bonnin, Tonga-Kermadec), bien que des directions rapides perpendiculaires à la fosse soient aussi mesurées dans le coin mantellique et sous l’arrière-arc (p. ex. Scotia, sud de l’Amérique du sud, Mariannes) [Long et Silver, 2008, 2009]. Cette anisotropie est habituellement considérée comme un indicateur de la direction d’écoulement dans l’asthénosphère [Buttles et Olson, 1998; Ribe, 1989] et illustre donc le caractère tridimensionnel des flux mantelliques autour des zones de subduction. Des études isotopiques des magmas d’arc ont également validé l’hypothèse d’écoulement mantellique parallèle à la fosse dans le coin mantellique [p. ex. Hoernle et al., 2008].

Les modèles simplifiés d’écoulement mantellique en 2D [p. ex. Tovish et al., 1978] sont, par définition, impropres à reproduire la complexité 3D de cet écoulement dans la nature. Les modèles de subduction en laboratoire, intrinsèquement tridimensionnels, ont alors permis d’étudier les liens entre la dynamique du panneau plongeant et l’écoulement asthénosphérique 3D induit [Buttles et Olson, 1998; Funiciello et al., 2003b; Kincaid et Griffiths, 2004; Schellart, 2004]. Par la suite, la quantification du champ de vitesse des écoulements poloïdaux (c.-à-d. sur des plans verticaux perpendiculaires à la fosse) et toroïdaux (c.-à-d. sur des plans horizontaux) dans l’asthénosphère ont montré la prépondérance de ce dernier [Funiciello et al., 2006; Piromallo et al., 2006; Schellart, 2008; Strak et Schellart, 2014] particulièrement après que le panneau plongeant stagne à la discontinuité à 660 km de profondeur modélisée comme une barrière impénétrable. Néanmoins, la plupart des modèles tridimensionnels, qu’ils soient analogiques ou numériques, ont été réalisés sous l’hypothèse de « subduction libre » négligeant très souvent la présence de la plaque supérieure. Dans ce cadre, la dynamique de la subduction se décompose en trois étapes différentes donnant lieu à trois modes d’écoulement dans le manteau : l’étape avant interaction du slab avec la discontinuité à 660 km, l’étape transitoire d’interaction, puis, l’étape de retrait constant du slab [Bellahsen et al., 2005]. En cas de présence de la plaque supérieure, des modèles de subduction libre [p. ex. Schellart et Moresi, 2013] ou de subduction contrôlée par les vitesses de subduction [p. ex. Gibert et al., 2012] ont montré que la phase de retrait pouvait s’alterner avec des phases de plissement de la plaque plongeante. La dynamique 3D du manteau sous-jacent, dans ce cadre particulier, n’a jamais fait l’objet d’une étude descriptive et c’est l’objectif de cette étude.

En appliquant des vitesses aux plaques forçant la plaque subduite à se plisser sur la discontinuité

IV.1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

à 660 km, nous voulons étudier les différents modes d'écoulement 3D induits dans l'asthénosphère autour d'une telle zone de subduction. En outre, nous étudions des cas de convergence orthogonale et oblique.

1.1 Écoulement autour d'une subduction orthogonale

1.1.1 Paramètres du modèle

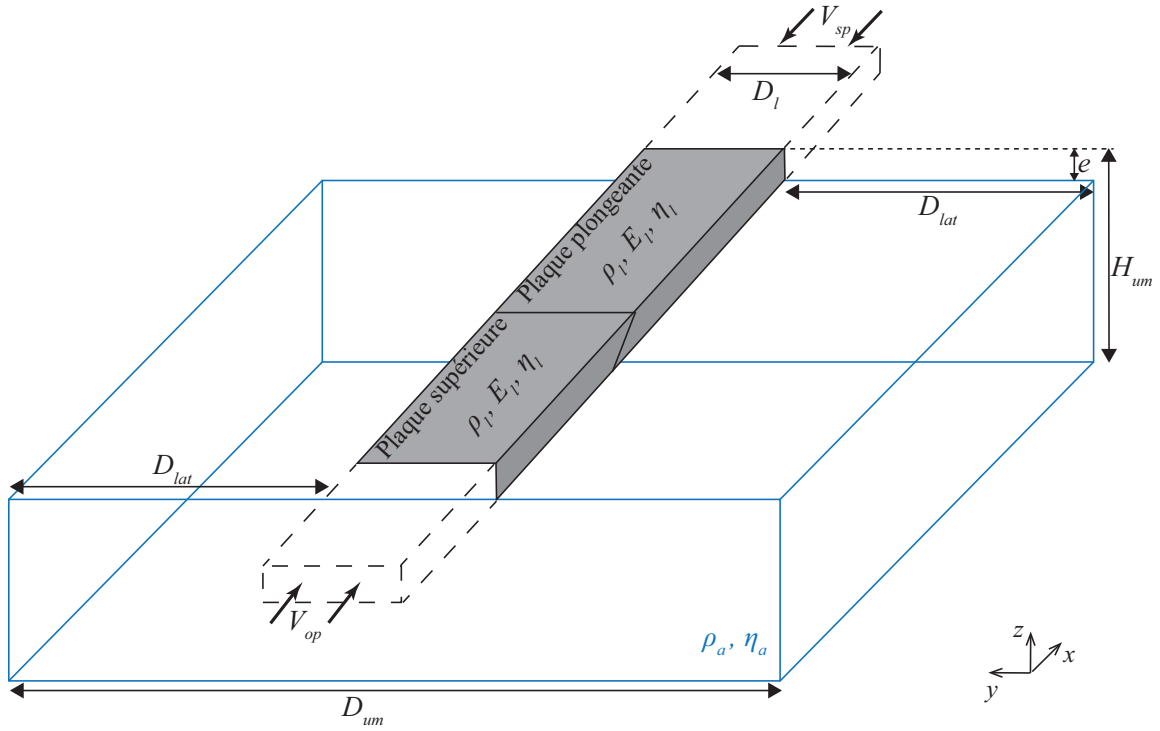


Figure IV.1 – Schéma de la configuration initiale des essais en 3D. Le domaine fluide (manteau visqueux) est représenté en bleu et la partie des plaques solides immergées en gris. Les paramètres et conditions aux limites sont donnés dans le texte.

Les plaques lithosphériques d'épaisseur initiale $e = 90$ km sont poussées l'une contre l'autre par des vitesses imposées sur les bords lointains perpendiculaires à la direction de convergence (figure IV.1). La vitesse de la plaque supérieure v_{op} (comptée positivement en direction de la fosse), par rapport à un repère immobile lié au référentiel de la base du manteau, est égale à 1,6 cm/an et la vitesse imposée de la plaque plongeante v_{sp} (comptée positivement en direction de la fosse) est égale à 2,9 cm/an. Dans la suite, le mouvement des plaques et les vitesses dans le manteau sont décrits dans le même repère. La vitesse de subduction $v_s = v_{op} + v_{sp}$ est donc

Chapitre IV. Écoulement dans l’asthénosphère et déformations de surface en contexte de subduction oblique

égale à 4,5 cm/an ($v_{op}/v_s = 0,35$) en négligeant la déformation interne de la plaque supérieure. Les bords latéraux des plaques ont une vitesse normale nulle et cette condition est relâchée pour la plaque plongeante une fois qu’elle pénètre dans le manteau, après quoi, ses bords latéraux sont couplés avec le manteau. Les deux plaques sont viscoélastiques ($\eta_{op} = \eta_{sp} = 10^{24}$ Pa.s, $E_{op} = E_{sp} = 5.10^{10}$ Pa) et de masse volumique $\rho_l = 3200$ kg.m⁻³. Elles ont une largeur D_l égale à 450 km. La plaque supérieure est de longueur 1500 km, et la plaque subduite de longueur 5700 km.

La discontinuité à 660 km de profondeur est modélisée par une paroi rigide rugueuse. Nous imposons un contact frictionnel entre les deux plaques ($\mu = 0,015$) et entre les plaques et la paroi ($\mu = 0,2$).

L’asthénosphère est modélisée par un fluide visqueux homogène de viscosité $\eta_a = 10^{20}$ Pa.s et de masse volumique $\rho_a = 3150$ kg.m⁻³ à la base de la lithosphère ($\Delta\rho = \rho_l - \rho_a = 50$ kg.m⁻³). Le bord inférieur du domaine fluide est fermé (vitesses normales et tangentielles nulles), le bord supérieur est à vitesse normale nulle, les bords latéraux dans le sens de la longueur (en $x = x_{min}$ et $x = x_{max}$) sont ouverts, et nous considérons deux conditions aux limites différentes sur les bords latéraux dans le sens de la largeur (en $y = y_{min}$ et $y = y_{max}$) : bords ouverts (appelée expérience OR3D) ou à vitesse normale nulle (appelée expérience OR3DFS). La « boîte » fluide (manteau) est de dimension $3200 \times 2850 \times 660$ km³. Les bords latéraux des plaques sont situés à une distance $D_{lat} = 1200$ km des bords latéraux du domaine fluide (fig. IV.1). La longueur des plaques lithosphériques étant initialement plus grande que la longueur du domaine fluide, celles-ci entrent progressivement dans le domaine fluide au cours de l’expérience.

Afin d’effectuer une comparaison entre un écoulement tridimensionnel et un écoulement bidimensionnel nous effectuons également une expérience en 2D (appelée expérience O2D) ayant les mêmes dimensions définies dans le plan xz que le modèle 3D. Les autres paramètres demeurent identiques.

1.1.2 Écoulement dans le manteau au cours d’un cycle de plissement

Nous effectuons un premier essai où tous les bords verticaux sont ouverts dans le domaine mantellique (expérience OR3D). La plaque supérieure étant « suffisamment » visqueuse (cf. chapitre III), les vitesses imposées aux plaques engendrent la formation de plis sur la discontinuité à 660 km de profondeur [Gibert et al., 2012].

IV.1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

Les géométries finales (86 Ma), des expériences OR3D et O2D sont représentées figure IV.2. Une différence évidente est notable lors du premier contact du slab avec la discontinuité à 660 km. Dans l'essai O2D, le panneau plongeant arrive à 660 km de profondeur avec un pendage plus faible (pendage moyen mesuré entre 100 et 300 km : $\theta = 55^\circ$) que dans l'essai en OR3D (pendage moyen mesuré entre 100 et 300 km : $\theta = 65^\circ$). Par conséquent, dans l'essai tridimensionnel un pli est directement formé après ce premier contact alors que dans l'essai 2D le dépôt du slab s'effectue sur sa face inférieure et le premier pli survient quelque temps plus tard. Hormis cette différence, les deux essais montrent une formation périodique de plis similaire.

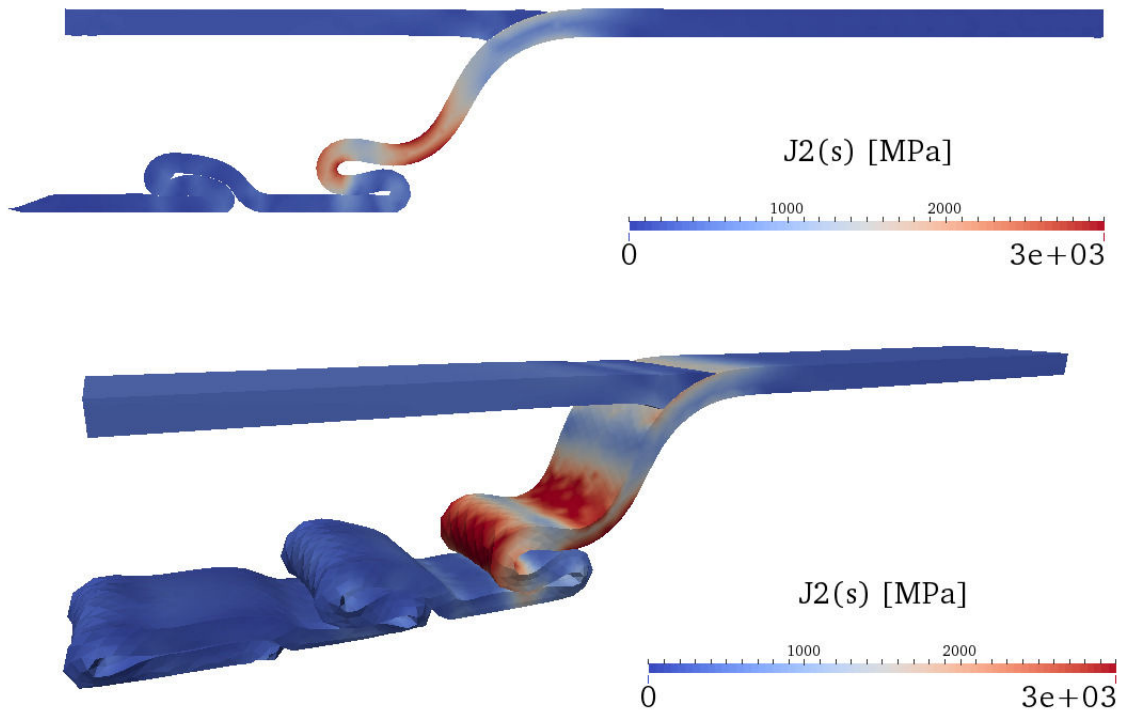
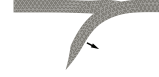


Figure IV.2 — Géométries des modèles OR3D et O2D à $t = 86$ Ma. La carte de couleur représente le second invariant des contraintes déviatoriques dans les plaques.

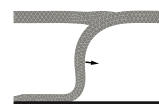
L'écoulement dans un essai similaire en deux dimensions est décrit dans le [chapitre III](#) et, ici, nous ne décrivons que l'écoulement dans l'essai 3D. Pour ce faire, l'écoulement dans le manteau est étudié, d'abord, en 5 étapes différentes que nous considérons caractéristiques de l'évolution d'une subduction avec plissements du panneau plongeant :

Chapitre IV. Écoulement dans l'asthénosphère et déformations de surface en contexte de subduction oblique

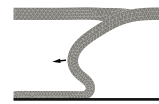
Étape 1 : Le slab n'a pas encore atteint la base du manteau supérieur.



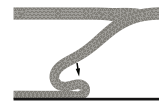
Étape 2 : Période de retrait du slab précédant la formation d'un pli.



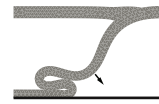
Étape 3 : Début de formation d'un nouveau pli.



Étape 4 : La boucle du pli commence à chuter.



Étape 5 : La boucle se ferme complètement et le pli est formé.



Hormis l'étape 1, toutes les étapes se reproduisent périodiquement et nous les décrivons durant un cycle particulier choisi arbitrairement.

Pour décrire chacune des étapes ci-dessus, nous représentons la géométrie de la plaque ainsi que différentes coupes dans le manteau sur lesquelles nous représentons le champ de vitesse. Trois coupes horizontales (plan xy) sont effectuées à différentes profondeurs :

- à $z = -100$ km (plan z_b)
- à $z = -200$ km (plan z_c)
- à $z = -400$ km (plan z_d)

Dans le sens de la largeur, trois coupes verticales (plan xz) sont également effectuées à différentes distances d du plan de symétrie des plaques :

- à $y = 225$ km (plan y_b ; $d = 0$ km)
- à $y = 500$ km (plan y_c ; $d = 275$ km)
- à $y = 700$ km (plan y_d ; $d = 475$ km)

Sur chaque coupe, les vitesses dans le plan sont représentées par des flèches et leur composante hors-plan est représentée par une carte de couleur.

IV.1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

Étape 1 (9 Ma)

Avant le contact de la plaque plongeante avec la discontinuité à 660 km (IV.3a), son mouvement est essentiellement vertical avec une légère composante horizontale dirigée vers l'arrière du panneau plongeant. L'écoulement dans le manteau est le suivant :

- Coupes selon le plan xy (figure IV.3) :
 - L'écoulement dans le plan sous les plaques est similaire, sur les premiers 200 km (plans z_b et z_c), au déplacement des plaques en surface. À 400 km de profondeur sur le plan z_d , l'écoulement suit le mouvement de la pointe du slab coupée par ce plan et, en arrière du slab, le champ de vitesse est en direction opposée au déplacement de la plaque plongeante avec une intensité importante ($3 \text{ cm/an} \simeq 0,33v_s$). L'écoulement toroïdal autour du slab est essentiellement appréciable sur les coupes à 100 et 200 km de profondeur.
 - L'écoulement hors-plan dans le manteau à proximité du slab suit le mouvement descendant de ce dernier (zone bleu). Le courant vertical ascendant (zone rouge) atteint plus de $0,5 \text{ cm/an}$ ($\simeq 0,11v_s$) dans un rayon de 1000 km autour de la position de la fosse.
- Coupes selon le plan xz (figure IV.4) :
 - Sur le plan passant par le milieu des plaques (plan y_b), nous observons des zones de circulation en avant et en arrière du panneau plongeant (écoulement poloïdal). Aux abords de celui-ci, les vitesses atteignent 7 cm/an ($\simeq 1,33v_s$). Sur la coupe proche du bord latéral des plaques (plan y_c), l'écoulement conserve la même forme mais atteint des normes deux fois plus petites. Loin des bords (plan y_d), l'écoulement est dirigé vers les x négatifs (vers la gauche sur la coupe) avec des vitesses inférieures à 2 cm/an .
 - L'écoulement hors-plan sur ces coupes illustre l'éjection du manteau sous le slab de part et d'autre des plaques (écoulement toroïdal) avec des vitesses atteignant 2 cm/an ($\simeq 0,44v_s$). Sous la plaque supérieure, en avant du slab, le matériel est au contraire aspiré par le mouvement du panneau (vitesses hors-plan négatives sur le plan y_c).

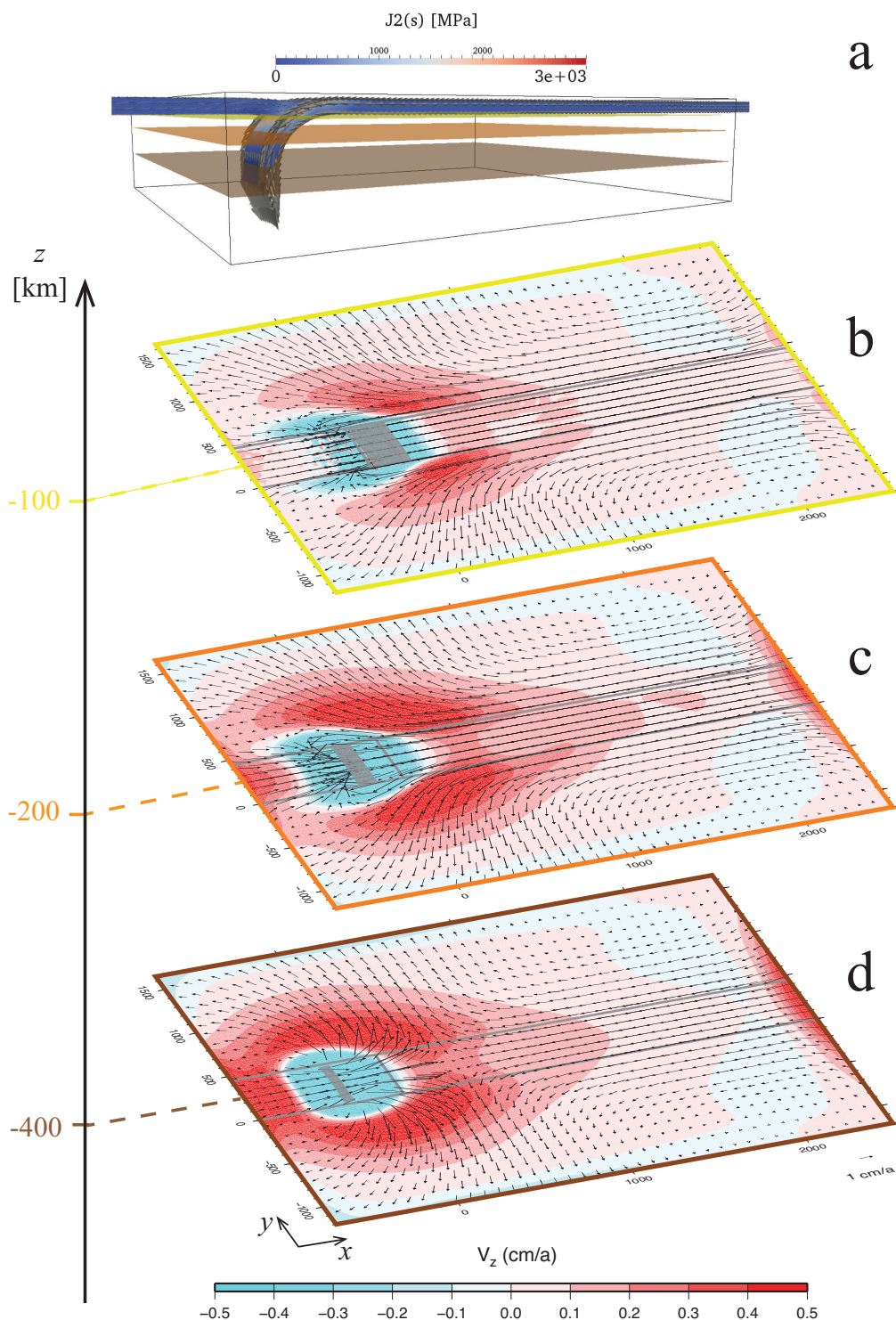


Figure IV.3 – Étape 1 (9 Ma). a) Géométrie des plaques et second invariant des contraintes déviatoriques représenté par une carte de couleur. Positions des coupes effectuées dans le manteau représentées par des plans de couleurs différentes. b) c) et d) Coupes horizontales (plan xy) dans le manteau où les vitesses dans le plan sont représentées par des flèches et leur composante hors-plan, comptée positivement vers la surface, par une carte de couleur. Les parties du slab intersectées par les coupes sont représentées par une surface grisée et la projection des limites des plaques par un trait gris.

IV.1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

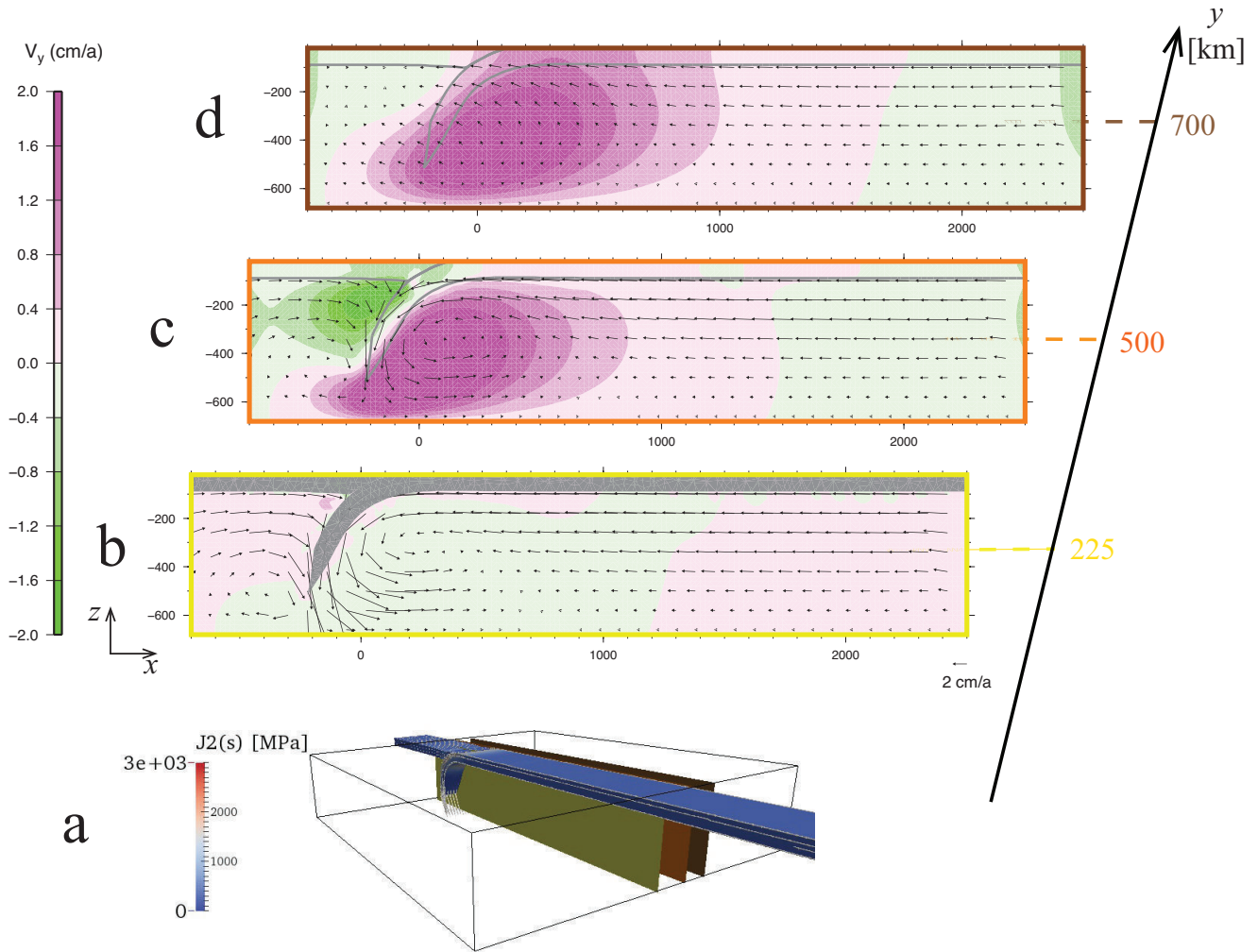


Figure IV.4 – Étape 1 (9 Ma). a) Géométrie des plaques et second invariant des contraintes déviatoriques représenté par une carte de couleur. Positions des coupes effectuées dans le manteau représentées par des plans de couleurs différentes. b) c) et d) Coupes verticales (plan xz) dans le manteau où les vitesses dans le plan sont représentées par des flèches et leur composante hors-plan, comptée positivement vers les y croissants, par une carte de couleur. Les parties des plaques intersectées par la coupe sont représentées par une surface grisée et la projection des limites des plaques par un trait gris.

Chapitre IV. Écoulement dans l’asthénosphère et déformations de surface en contexte de subduction oblique

Le panneau plongeant entre ensuite en contact avec la discontinuité à 660 km de profondeur vers 11-12 Ma. Une fois que celui-ci est ancré, un premier pli se forme puis les plissements ont lieu périodiquement. Nous choisissons de décrire le cycle se déroulant après la formation du deuxième pli puisque durant celui-ci la zone de subduction est au centre du domaine mantellique.

Étape 2 (65 Ma)

Avant la formation d’un nouveau pli, il y a une période de retrait du panneau plongeant (IV.5a) durant lequel le mouvement de celui-ci a une importante composante horizontale dirigée vers l’arrière. L’écoulement dans le manteau est le suivant :

- Coupes selon le plan xy (figure IV.5) :
 - Comme avant le premier contact entre le slab et la discontinuité à 660 km, le champ de vitesse horizontal sous les plaques a la même direction que le mouvement des plaques jusqu’à une profondeur de 200 km (plans z_b et z_c). Sur le plan à 400 km de profondeur (plan z_d), le mouvement du slab force l’écoulement mantellique en arrière du slab à s’éloigner de celui-ci (vers les x positifs sur la coupe) avec une vitesse proche de 2 cm/an ($\simeq 0,44v_s$). De part et d’autre des plaques, la vitesse dans le plan a une direction parallèle à la fosse.
 - Un léger courant vertical remontant ($< 0,4$ cm/an) est observable en arrière du panneau plongeant sur une distance radiale de 1000 km autour de la position du centre de la fosse.
- Coupes selon le plan xz (figure IV.6) :
 - Sur les plans y_b et y_c , l’écoulement dans le plan yz fait apparaître une zone de recirculation uniquement sous la plaque subduite. Sous la plaque supérieure, l’écoulement suit le mouvement de recul du slab.
 - Le flux hors-plan sur les coupes y_c et y_d montre l’expulsion de la matière située sous le panneau plongeant avec des vitesses maximales d’environ 1 cm/an ($\simeq 0,22v_s$).

IV.1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

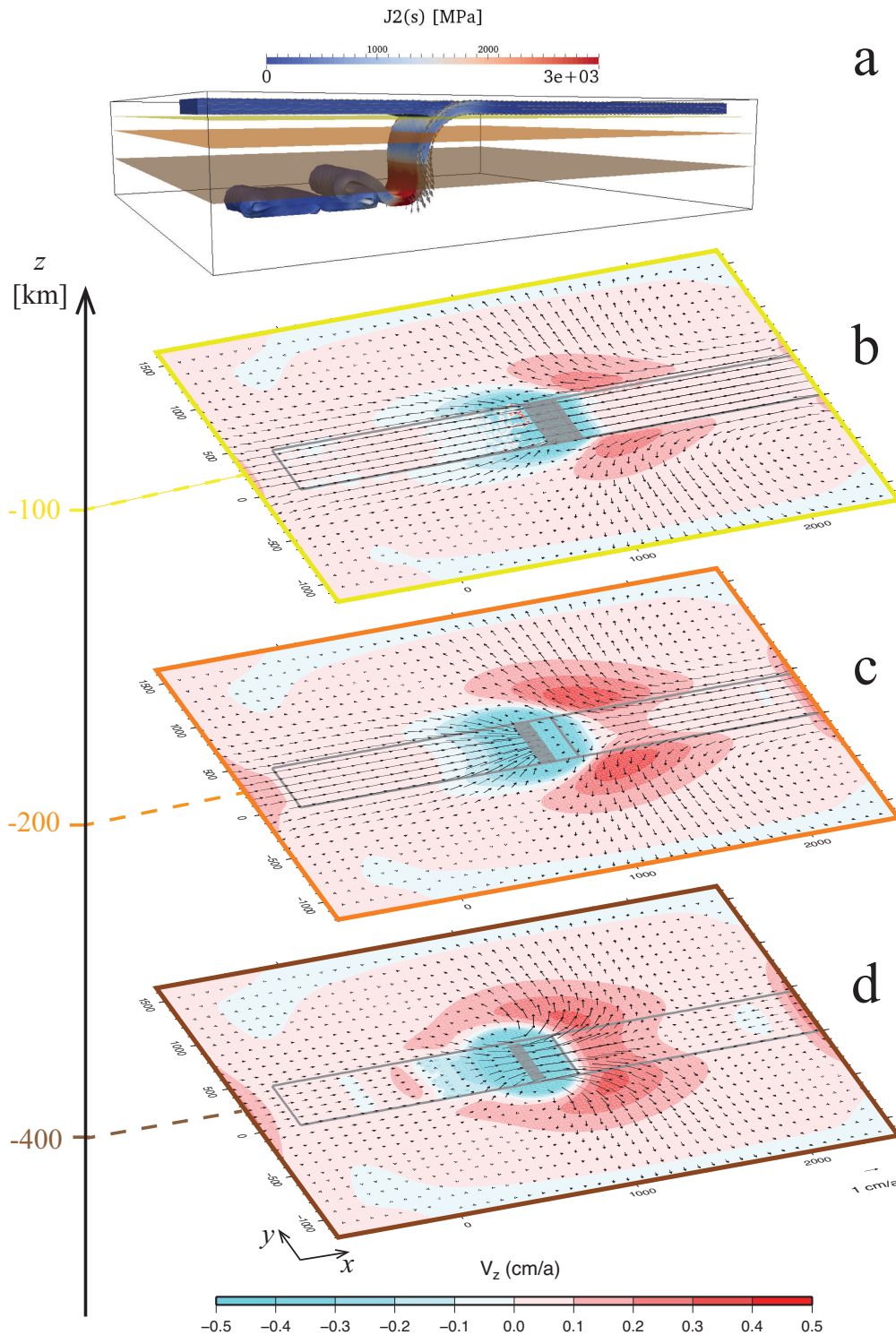


Figure IV.5 – Étape 2 (65 Ma). a) Géométrie des plaques et second invariant des contraintes déviatoriques représenté par une carte de couleur. Positions des coupes effectuées dans le manteau représentées par des plans de couleurs différentes. b) c) et d) Coupes horizontales (plan xy) dans le manteau où les vitesses dans le plan sont représentées par des flèches et leur composante hors-plan, comptée positivement vers la surface, par une carte de couleur. Les parties du slab intersectées par les coupes sont représentées par une surface grisée et la projection des limites des plaques par un trait gris.

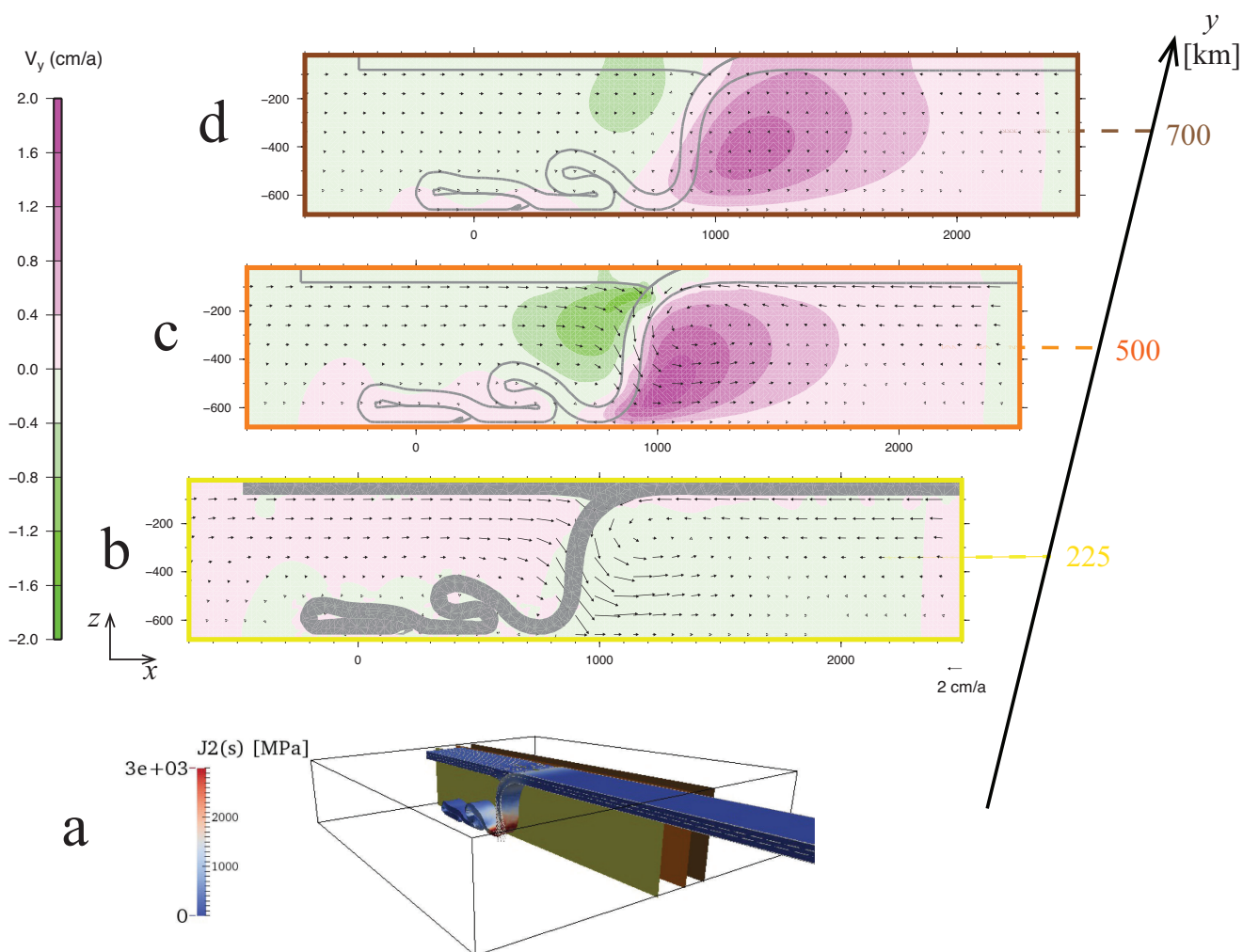


Figure IV.6 – Étape 2 (65 Ma). a) Géométrie des plaques et second invariant des contraintes déviatoriques représenté par une carte de couleur. Positions des coupes effectuées dans le manteau représentées par des plans de couleurs différentes. b) c) et d) Coupes verticales (plan xz) dans le manteau où les vitesses dans le plan sont représentées par des flèches et leur composante hors-plan, comptée positivement vers les y croissants, par une carte de couleur. Les parties des plaques intersectées par la coupe sont représentées par une surface grisée et la projection des limites des plaques par un trait gris.

IV.1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

Étape 3 (77 Ma)

Le début de formation d'un pli est caractérisé par un mouvement du panneau plongeant vers l'avant (fig. IV.7a) avec une vitesse plus petite que celle de la plaque plongeante.

- Coupes selon le plan xy (figure IV.7) :
 - L'écoulement dans le plan, en dehors des zones directement sous les plaques, n'atteint pas des vitesses supérieures au cm/an ($\simeq 0,22v_s$). Sur les plans à 200 et à 400 km de profondeur (plans z_c et z_d), le champ de vitesse à l'avant du panneau plongeant, forcé par la courbure du slab, est dirigé vers l'avant (vers les x négatifs sur les coupes). L'écoulement toroïdal contournant le slab de part et d'autre de celui-ci est peu visible.
 - Les valeurs maximales de la composante hors-plan de la vitesse (plus de 0,5 cm/an $\simeq 0,11v_s$), sur le plan z_d , sont atteintes sous la plaque plongeante sur une surface plus petite (de diamètre équivalent à la largeur du slab) que dans les autres étapes décrites.
- Coupes selon le plan xz (figure IV.8) :
 - L'écoulement dans le plan se caractérise par l'apparition d'une cellule de recirculation en avant du panneau plongeant (sur les plan y_b) tandis que sous la plaque plongeante le champ de vitesse suit le mouvement du slab.
 - L'écoulement hors-plan exprime l'expulsion du matériel mantellique situé en avant du pli naissant (plans y_c et y_d). Les vitesses hors-plan n'atteignent cependant que très localement le cm/an.

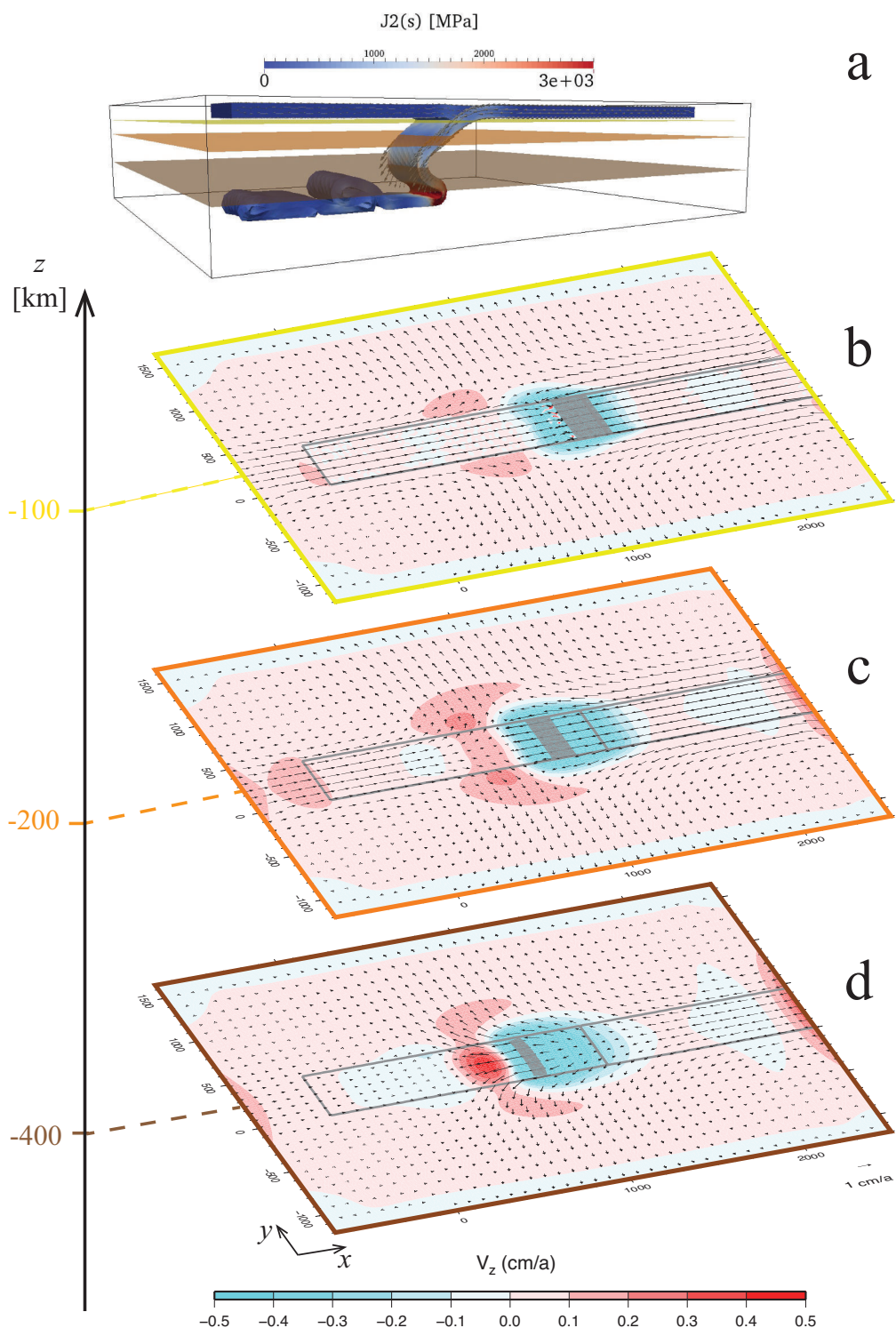


Figure IV.7 — Étape 3 (77 Ma). a) Géométrie des plaques et second invariant des contraintes déviatoriques représenté par une carte de couleur. Positions des coupes effectuées dans le manteau représentées par des plans de couleurs différentes. b) c) et d) Coupes verticales (plan xz) dans le manteau où les vitesses dans le plan sont représentées par des flèches et leur composante hors-plan, comptée positivement vers les y croissants, par une carte de couleur. Les parties du slab intersectées par les coupes sont représentées par une surface grisée et la projection des limites des plaques par un trait gris.

IV.1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

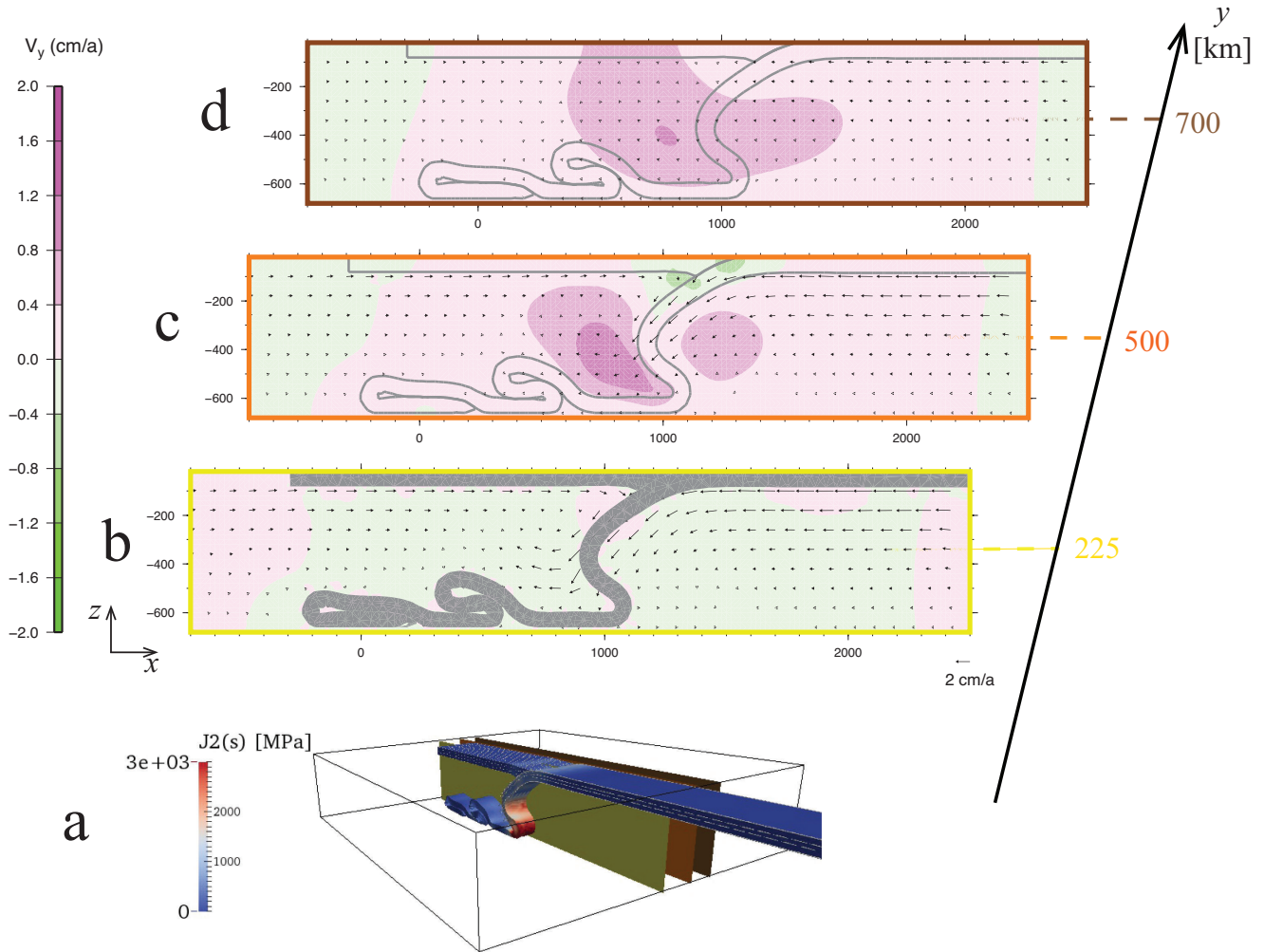


Figure IV.8 – Étape 3 (77 Ma). a) Géométrie des plaques et second invariant des contraintes déviatoriques représenté par une carte de couleur. Positions des coupes effectuées dans le manteau représentées par des plans de couleurs différentes. b) c) et d) Coupes verticales (plan xz) dans le manteau où les vitesses dans le plan sont représentées par des flèches et leur composante hors-plan, comptée positivement vers les y croissants, par une carte de couleur. Les parties des plaques intersectées par les coupes sont représentées par une surface grisée et la projection des limites des plaques par un trait gris.

Étape 4 (83 Ma)

Une étape intermédiaire dans la formation d'un pli est caractérisée par le passage d'un mouvement du panneau plongeant dirigé vers la plaque supérieure à un mouvement vertical précédant la fermeture du pli (cf. [IV.9a](#)).

- Coupes selon le plan xy (figure [IV.9](#)) :
 - L'écoulement dans le plan se caractérise par l'intensité du champ de vitesse sur le plan situé à 400 km de profondeur (plan z_d). Le fluide situé sous le pli qui retombe est expulsé dans toutes les directions. L'écoulement toroïdal contournant les bords du slab est à nouveau remarquable à toutes les profondeurs.
 - Un courant descendant important sur un rayon de 500 km autour du slab est également visible. Au-delà de cette zone, et sur un rayon d'environ 1000 km autour de la fosse, l'écoulement hors-plan est dirigé vers la surface et atteint une amplitude supérieure à 0,5 cm/an sous la plaque chevauchante.
- Coupes selon le plan xz (figure [IV.10](#)) :
 - Il y a réapparition de deux zones de recirculation en arrière et en avant du panneau plongeant visibles sur les plans y_b et y_c . Sur le plan y_d l'écoulement est négligeable.
 - La vitesse de l'écoulement hors-plan (plans y_c et y_d) reflète l'expulsion du matériel mantellique sous le pli retombant et atteint les 2 cm/an ($\simeq 0,44v_s$).

IV.1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

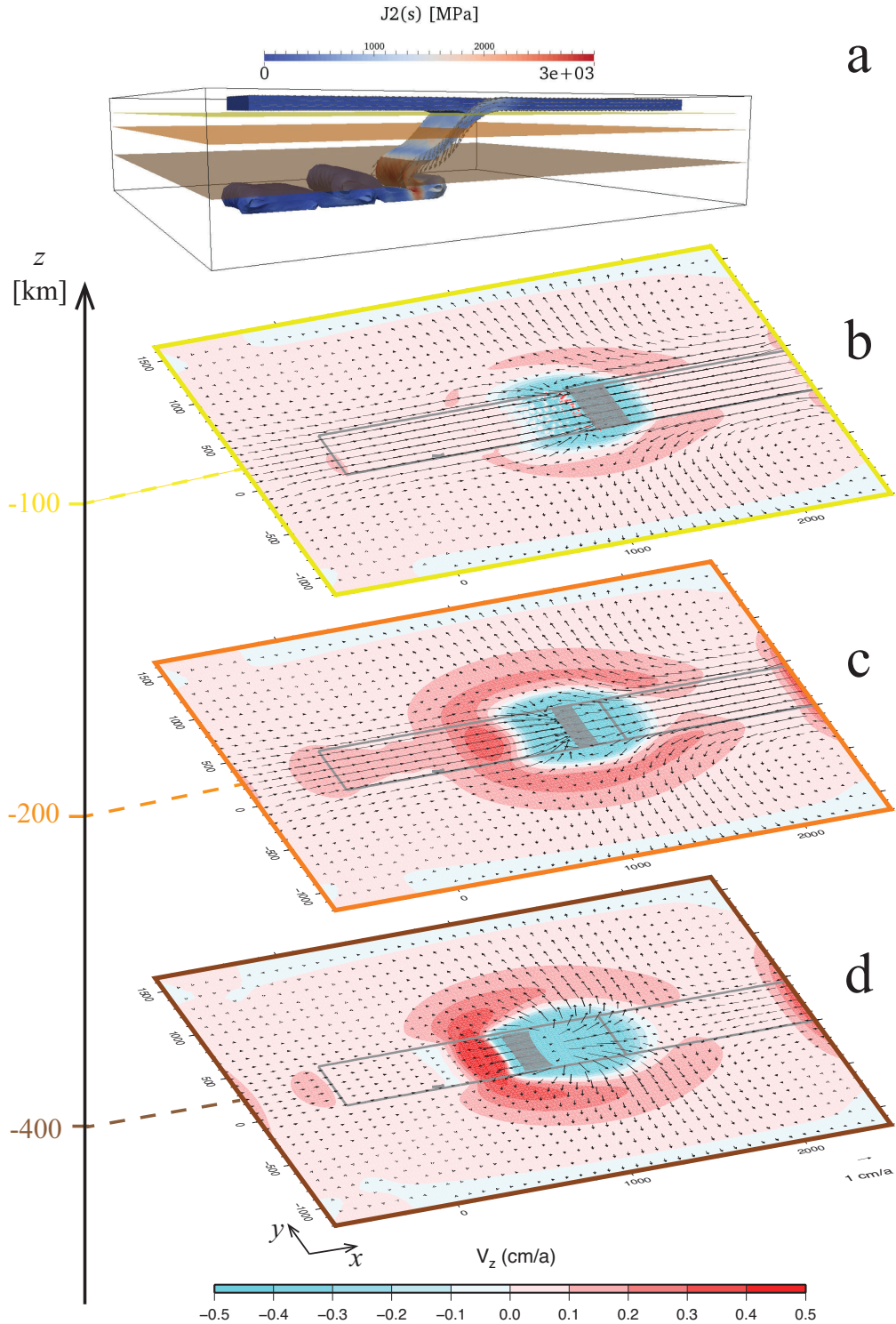


Figure IV.9 – Étape 4 (83 Ma). a) Géométrie des plaques et second invariant des contraintes déviatoriques représenté par une carte de couleur. Positions des coupes effectuées dans le manteau représentées par des plans de couleurs différentes. b) c) et d) Coupes verticales (plan xz) dans le manteau où les vitesses dans le plan sont représentées par des flèches et leur composante hors-plan, comptée positivement vers les y croissants, par une carte de couleur. Les parties du slab intersectée par les coupes sont représentées par une surface grisée et la projection des limites des plaques par un trait gris.

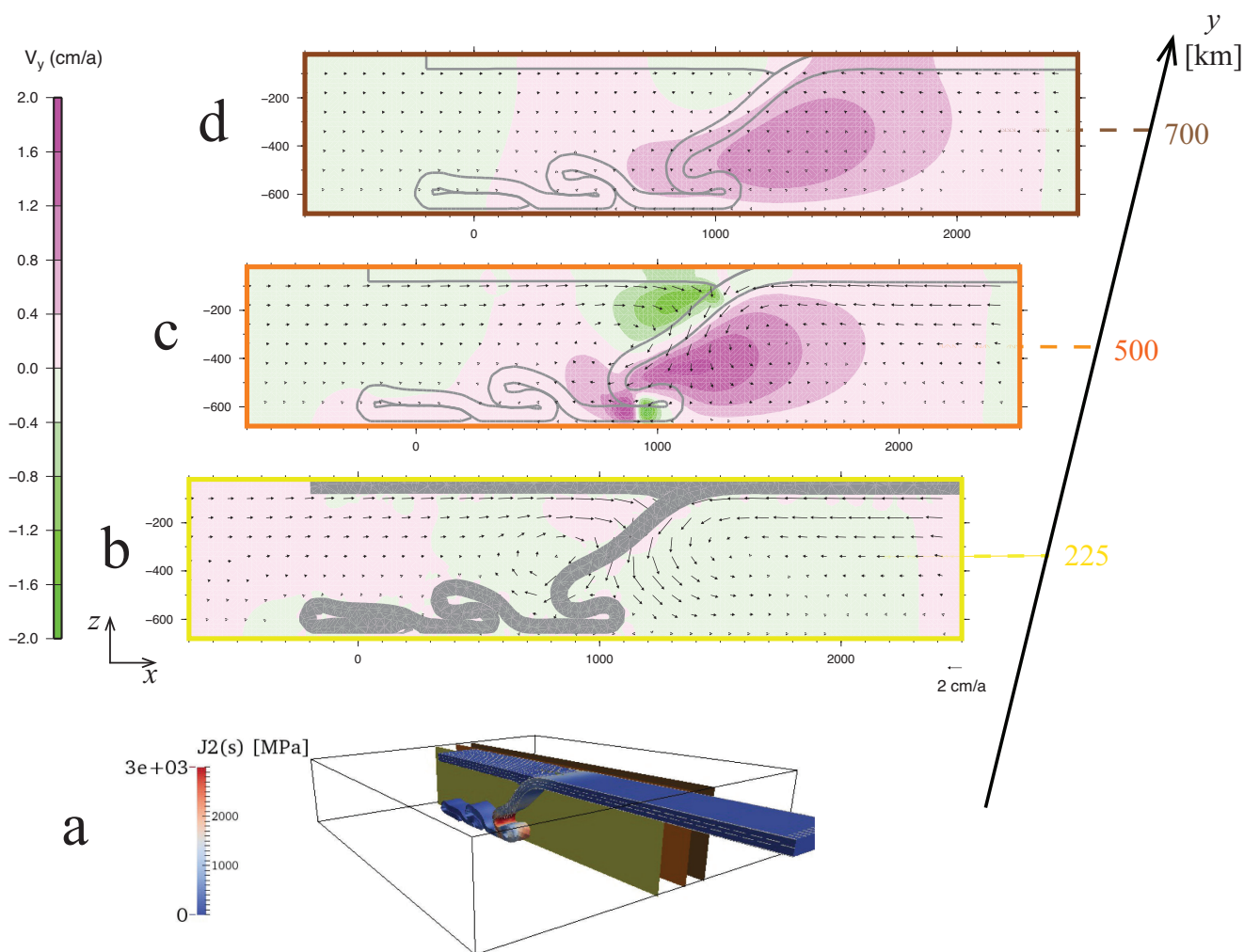


Figure IV.10 – Étape 4 (83 Ma). a) Géométrie des plaques et second invariant des contraintes déviatoriques représenté par une carte de couleur. Positions des coupes effectuées dans le manteau représentées par des plans de couleurs différentes. b) c) et d) Coupes verticales (plan xz) dans le manteau où les vitesses dans le plan sont représentées par des flèches et leur composante hors-plan, comptée positivement vers les y croissants, par une carte de couleur. Les parties des plaques intersectées par les coupes sont représentées par une surface grisée et la projection des limites des plaques par un trait gris.

IV.1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

Étape 5 (86 Ma)

Finalement, la boucle du pli vient se déposer sur le panneau plongeant déjà stagnant sur la discontinuité à 660 km de profondeur (fig. IV.11a). Le panneau plongeant a une vitesse verticale plus importante que dans les autres étapes.

- Coupes selon le plan xy (figure IV.11) :
 - L'intensité du champ de vitesse à toutes les profondeurs est plus importante qu'à toutes les autres étapes. À 100 et 200 km de profondeur (plans z_b et z_c), la vitesse sous la plaque chevauchante est dirigée vers le slab (vers les x positifs) et atteint plus de 2-3 cm/an ($\simeq 0,44v_s - 0,66v_s$). Sur le plan à 400 km de profondeur (plan z_d), les vitesses au voisinage du slab atteignent les 4 cm/an ($\simeq 0,88v_s$). De part et d'autre de la plaque supérieure nous voyons apparaître un courant toroïdal d'environ 500 km de diamètre.
 - L'écoulement vertical ascendant est également important puisqu'il atteint plus de 0,5 cm/an sur une large région de 1000 km de rayon autour du slab, et est principalement visible à 400 km de profondeur.
- Coupes selon le plan xz (figure IV.12) :
 - Une seule cellule de recirculation est présente en arrière du panneau plongeant comme dans les phases de retrait du slab. La vigueur de l'écoulement dans le plan sur les plans y_c et y_d est remarquable par la norme des vecteurs.
 - La surface des zones avec une vitesse hors-plan supérieure à 2 cm/an montre l'intensité de l'écoulement parallèle à la fosse.

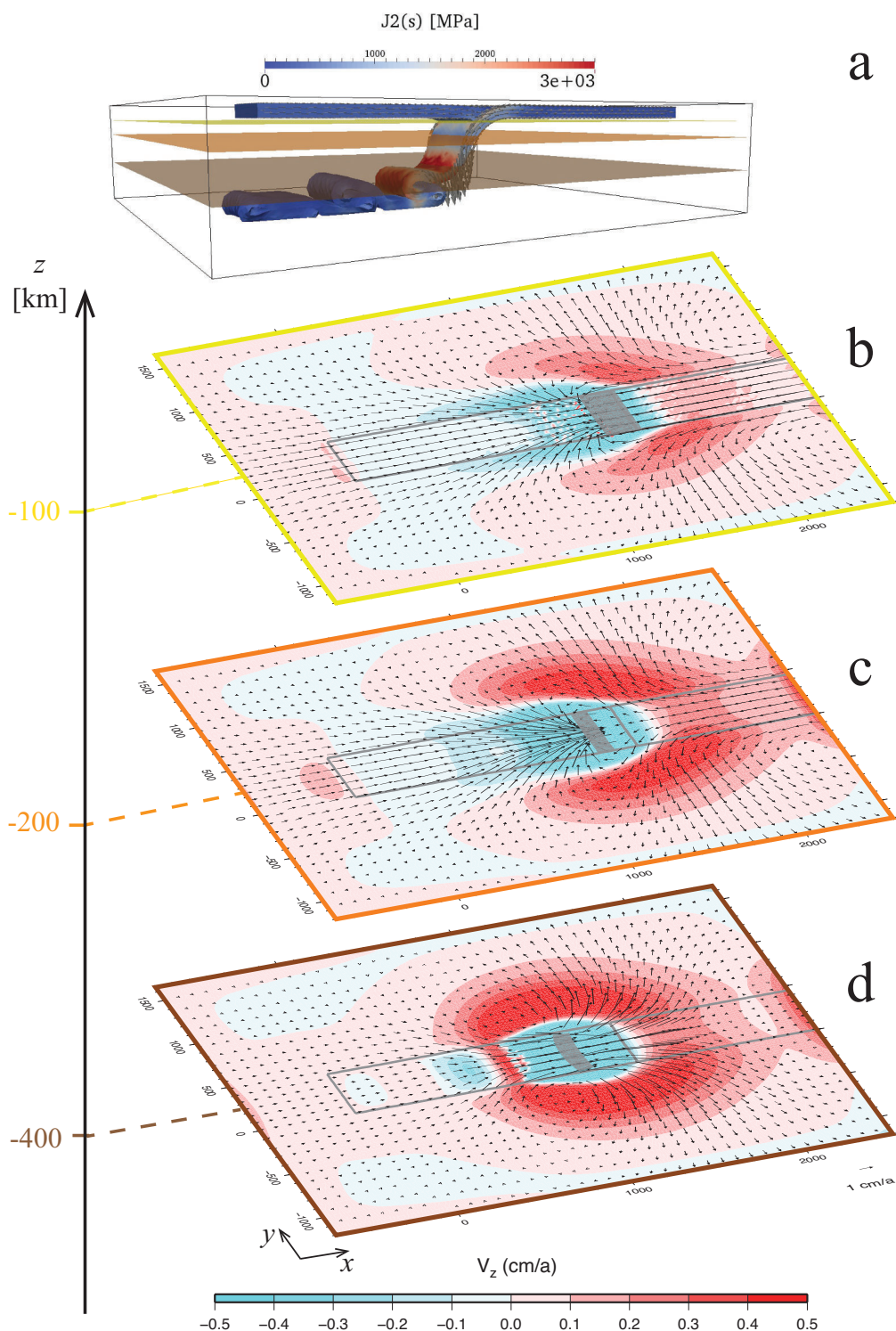


Figure IV.11 – Étape 5 (86 Ma). a) Géométrie des plaques et second invariant des contraintes déviatoriques représenté par une carte de couleur. Positions des coupes effectuées dans le manteau représentées par des plans de couleurs différentes. b) c) et d) Coupes verticales (plan xz) dans le manteau où les vitesses dans le plan sont représentées par des flèches et leur composante hors-plan, comptée positivement vers les y croissants, par une carte de couleur. Les parties du slab intersectées par les coupes sont représentées par une surface grisée et la projection des limites des plaques par un trait gris.

IV.1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

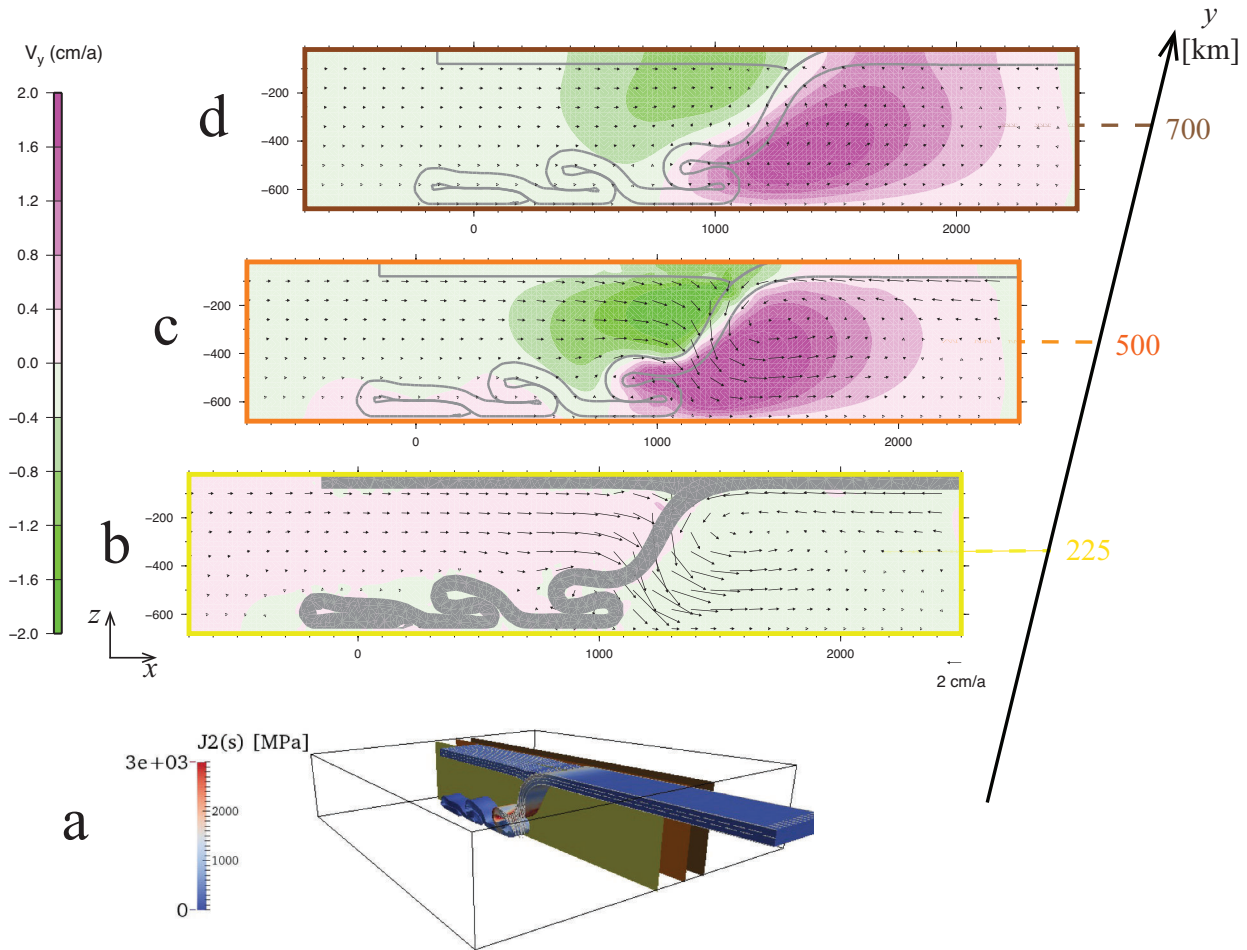


Figure IV.12 – Étape 5 (86 Ma). a) Géométrie des plaques et second invariant des contraintes déviatoriques représenté par une carte de couleur. Positions des coupes effectuées dans le manteau représentées par des plans de couleurs différentes. b) c) et d) Coupes verticales (plan xz) dans le manteau où les vitesses dans le plan sont représentées par des flèches et leur composante hors-plan, comptée positivement vers les y croissants, par une carte de couleur. Les parties des plaques intersectées par les coupes sont représentées par une surface grisée et la projection des limites des plaques par un trait gris.

Évolution temporelle du champ de vitesse dans l’asthénosphère

À présent nous analysons l’évolution du champ de vitesse dans le manteau au cours du temps. Nous comparons à ce titre les écoulements dans les essais O2D et OR3D.

Nous calculons les composantes de la vitesse dans le manteau en quatre points différents du manteau dans l’essai OR3D et en deux points dans l’essai O2D. Les points sont choisis de la façon suivante (cf. fig. IV.13a) :

- Point 1 : Situé à la verticale de la fosse à 200 km de profondeur c’est-à-dire sous la plaque plongeante
- Point 2 : Situé sous la plaque chevauchante à 200 km de profondeur et à une distance horizontale de la position de la fosse de 500 km.
- Point 3 et 4 : Distants de 200 km des bords latéraux des plaques suivant l’axe de la fosse et à 200 km de profondeur. Ces points sont situés de part et d’autre des plaques.

Les points 1 et 2 sont pour les deux essais (O2D et OR3D) tandis que les points 3 et 4 n’existent, par définition, que dans l’essai tridimensionnel. Notons que les positions des points de calcul sont des positions relatives à la position de la fosse et ne sont donc ni des points matériels ni des points fixes dans le temps. Les vitesses calculées sont représentées figure IV.13b,c.

Aux points 1 et 2 sous les plaques, les courbes (rouges et orange) ne montrent pas de différence majeure entre les cas 2D et 3D. La composante v_x de la vitesse est toujours plus grande que la composante v_z . La valeur absolue maximale de cette composante (v_x) est plus grande sous la plaque supérieure que sous la plaque subduite y atteignant un maximum ($\simeq 4 \text{ cm/an} \simeq 0,88v_s$) lorsque le pli se ferme et que le retrait débute. En revanche, sous la plaque plongeante, la valeur maximale de v_x ($\simeq 2 \text{ cm/an} \simeq 0,44v_s$) est atteinte durant la formation d’un pli lorsque le slab se courbe vers l’avant. La composante verticale en ces points (v_z) est toujours inférieure à 1 cm/an . La composante hors-plan (v_y) dans l’essai OR3D en ces deux points est négligeable. Nous remarquons que v_x est légèrement plus grande dans l’essai OR3D que dans l’essai O2D, tandis que le contraire est observé pour v_z .

Dans le modèle OR3D, les valeurs absolues des composantes de la vitesse aux points 3 et 4 (courbes vertes et bleues) montrent une parfaite symétrie de l’écoulement. En ces points, v_y est toujours plus importante que les autres composantes et reflète l’éjection du matériel mantellique situé sous les plaques (cf. figures IV.6, IV.8, IV.10, et IV.12), soit un écoulement parallèle à la fosse. Les valeurs non-nulles des différentes composantes aux points 3 et 4 au cours du temps illustrent l’écoulement complexe qui existe de part et d’autre du slab dans le cas tridimensionnel. En particulier, les valeurs du champ de vitesse dans le plan xy illustrent l’écoulement toroïdal contournant les extrémités du panneau plongeant.

IV.1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

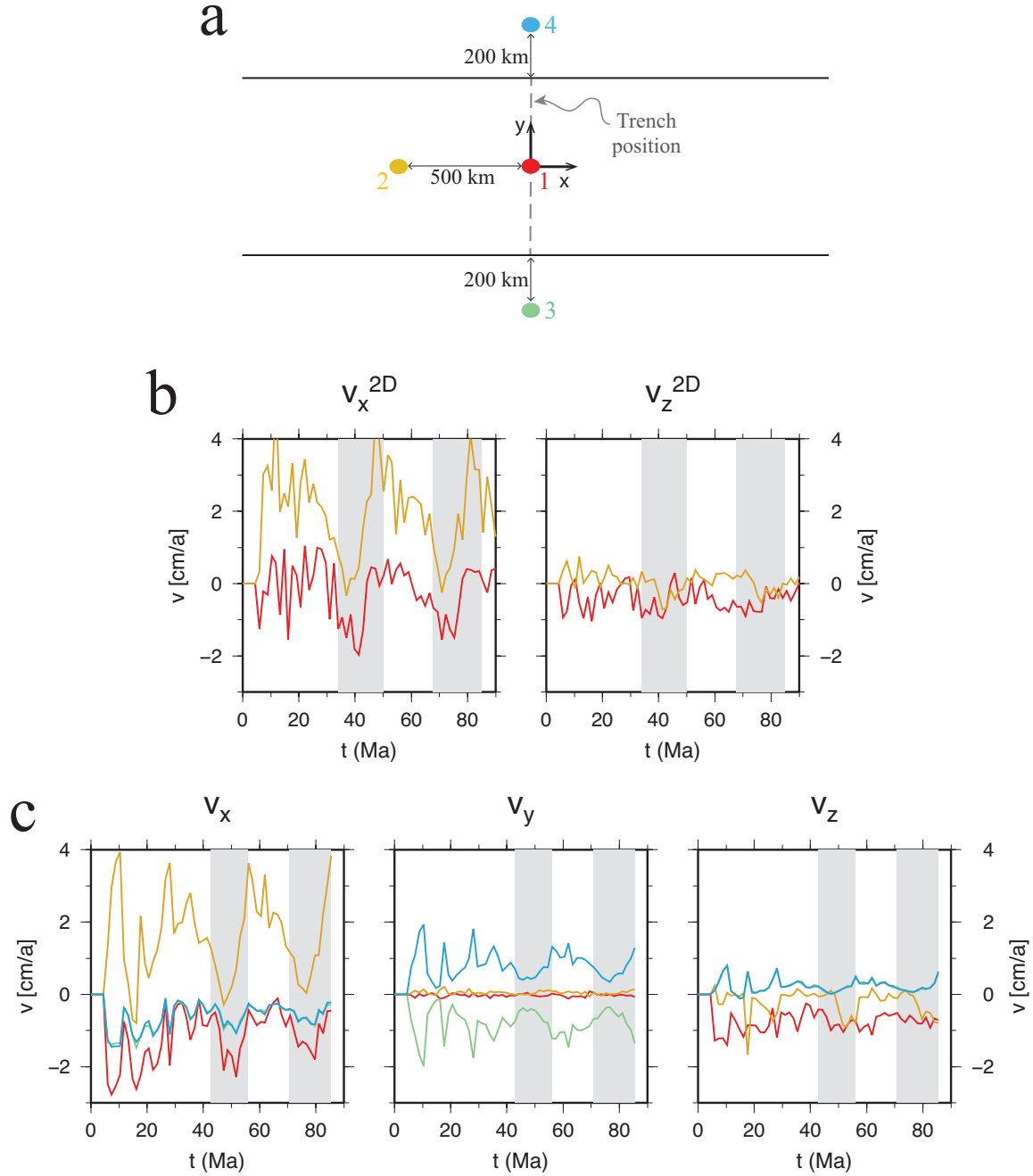


Figure IV.13 – a) Localisation horizontale (dans le plan xy) des points servant au calcul du champ de vitesse en fonction du temps. Seuls les points 1 (rouge) et 2 (orange) sont définis pour l'essai bidimensionnel O2D. b) Composantes du champ de vitesse dans le manteau pour le modèle bidimensionnel O2D en deux points différents au cours du temps. c) Composantes du champ de vitesse dans le manteau pour le modèle tridimensionnel OR3D en quatre points différents. Les zones grisées correspondent approximativement à la durée de formation d'un pli.

1.1.3 Influence des conditions aux limites latérales dans le domaine fluide

Dans l’essai OR3D décrit précédemment, les parois verticales dans le domaine mantellique sont ouvertes. Ici, nous voulons étudier l’influence de ces conditions aux limites sur l’écoulement. Nous effectuons alors une expérience (OR3DFS) où nous imposons une vitesse normale nulle sur les parois verticales latérales (plan xz) du domaine fluide.

Pour analyser l’écoulement au voisinage de la zone de subduction, nous calculons le champ de vitesse au cours du temps en quatre points (comme pour l’expérience OR3D). Cette évolution est représentée figure IV.14. Les courbes ne montrent pas de différence essentielle par rapport au cas OR3D indiquant que le flux mantellique près de la zone de subduction n’est que très peu influencé par les conditions aux limites des parois verticales latérales, celles-ci étant placées suffisamment loin.

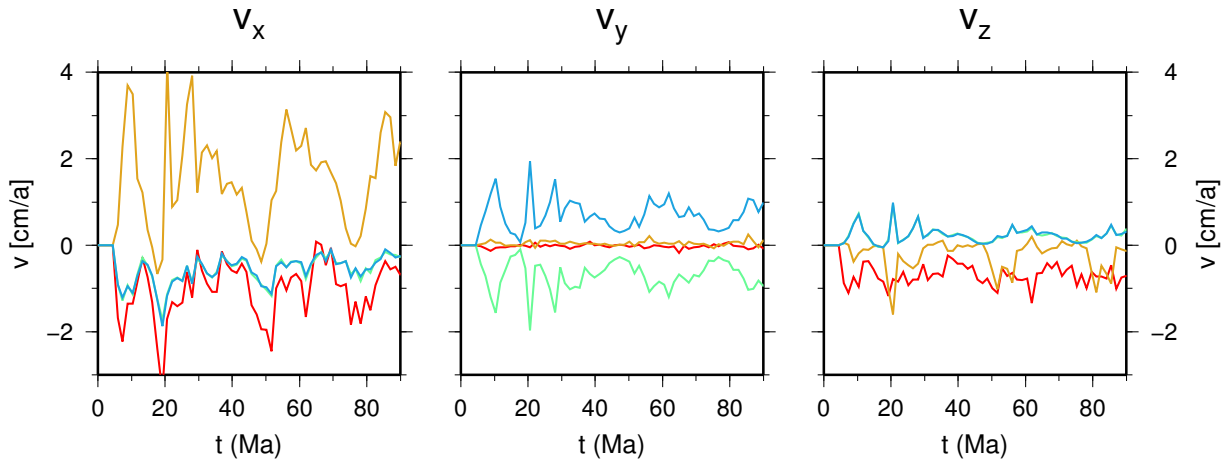


Figure IV.14 – Composantes du champ de vitesse dans le modèle OR3DFS en quatre points différents (voir descriptions de leur localisation dans le texte).

Nous remarquons en revanche que, loin de la zone de subduction, la composante v_y de la vitesse est, bien sûr, moins importante que dans l’essai OR3D à un instant équivalent étant donné les nouvelles conditions aux limites (voir p. ex. fig. IV.15). La configuration finale du système est identique dans les essais OR3D et OR3DFS ce qui confirme une influence négligeable des conditions aux limites des parois verticales latérales. Cette observation est probablement dépendante de la viscosité du manteau considérée (ici $\eta_a = 10^{20}$ Pa.s).

Pour les expériences suivantes nous choisissons d’appliquer des conditions aux limites ouvertes pour respecter une cohérence avec celles imposées sur les parois verticales transversales (plan yz), également ouvertes.

IV.1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

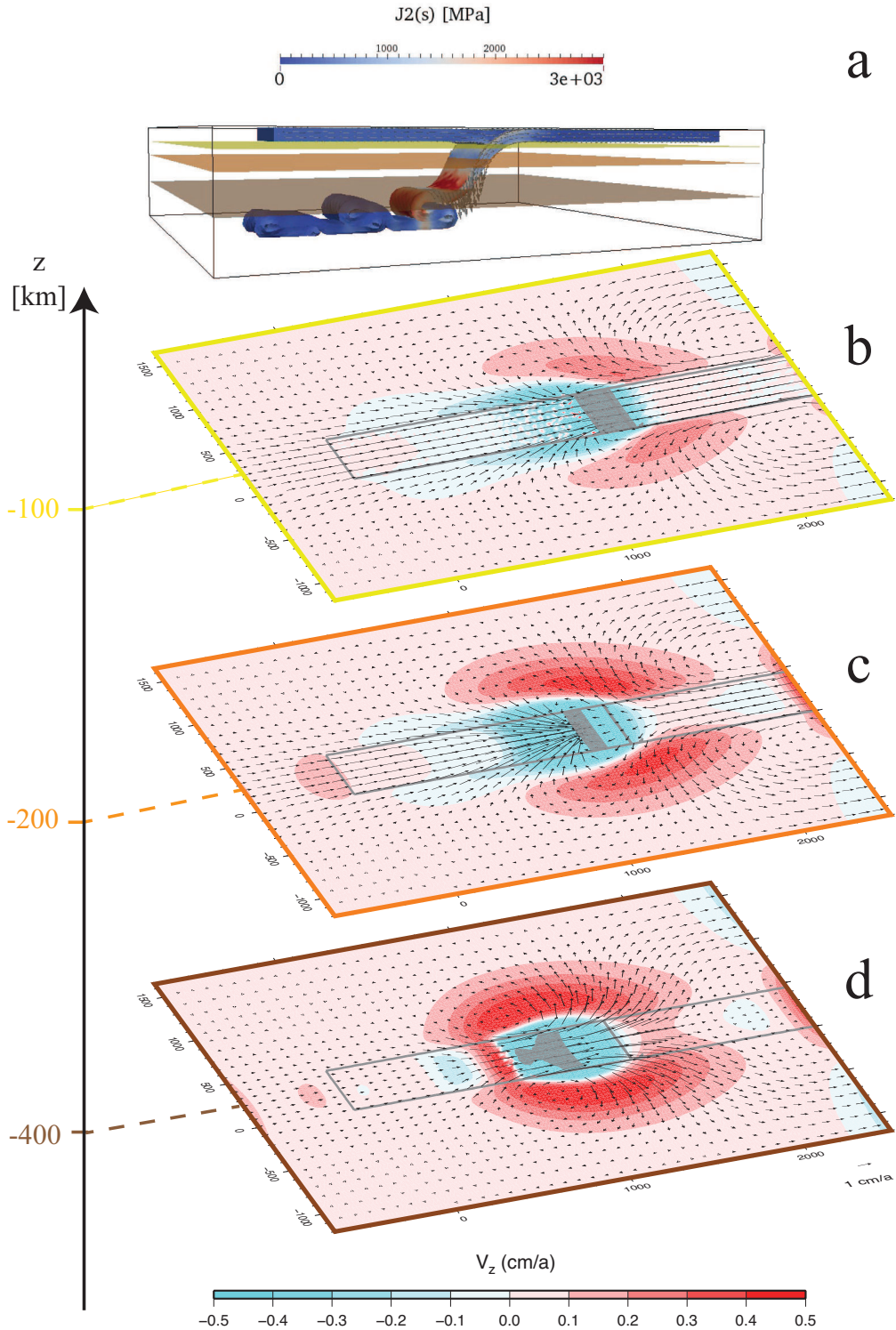


Figure IV.15 – Exp. OR3DFS : $T = 86$ Ma. a) Géométrie des plaques et second invariant des contraintes déviatoriques représentées par une carte de couleur. Positions des coupes effectuées dans le manteau représentées par des plans de couleurs différentes. b) c) et d) Coupes horizontales (plan xy) dans le domaine mantellique où les vitesses dans le plan sont représentées par des flèches tandis que la carte de couleur représente la composante hors-plan de la vitesse comptée positivement vers la surface. Les parties du slab intersectées par les coupes sont représentées par une surface grisée et la projection des limites des plaques par un trait gris.

1.2 Écoulement autour d’une subduction oblique

Dans cette section, nous étudions l’écoulement dans le manteau au voisinage d’une subduction oblique, autrement dit un cas où la convergence ne se fait pas dans la direction de la normale à la fosse (fig. IV.16).

1.2.1 Paramètres du modèle

Tous les paramètres mécaniques des plaques lithosphériques sont identiques à ceux utilisés pour l’expérience OR3D (cf. partie IV.1.1.1). Pour modéliser l’obliquité de la convergence, et pour des raisons pratiques d’application des conditions aux limites, nous adoptons le modèle 1 de la figure IV.16. La direction de convergence $c = Ox$ fait un angle $\theta = 30^\circ$ avec la normale à la fosse n_f (expérience OB3D). Les bords latéraux des plaques sont toujours en *free-slip* tant qu’ils restent en surface et sont couplés au manteau lorsqu’ils y pénètrent.

Les paramètres mécaniques et les dimensions du domaine fluide restent identiques à ceux de l’expérience OR3D. Toutes les parois verticales de ce domaine sont donc ouvertes.

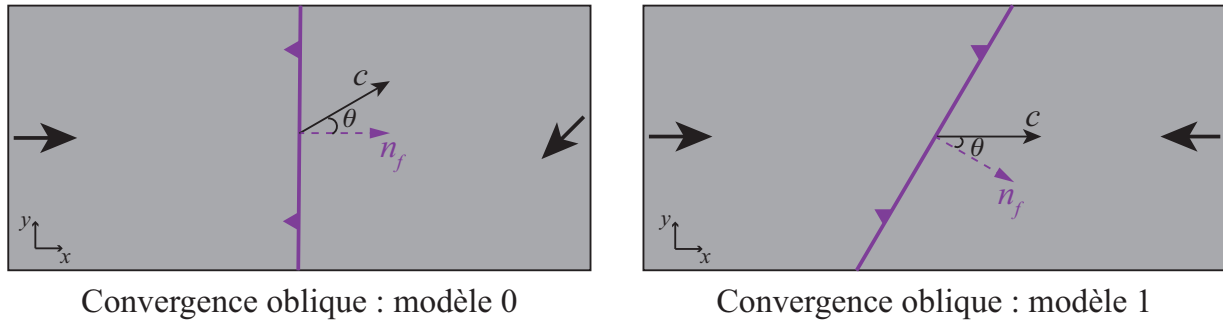
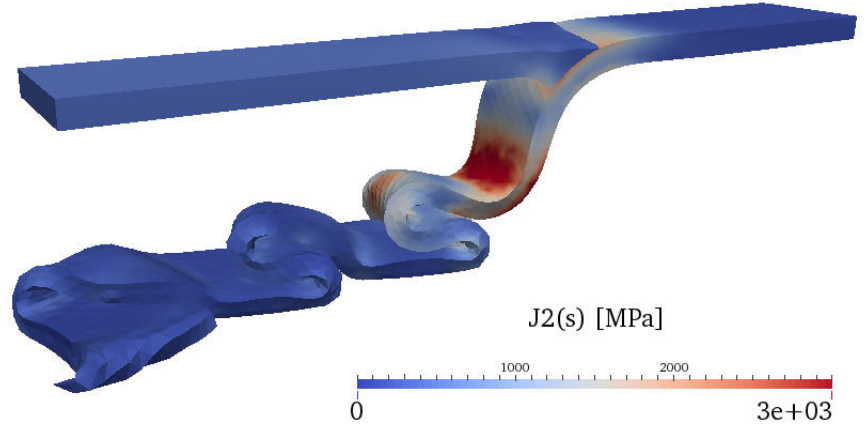


Figure IV.16 — Deux configurations géométriques possibles pour modéliser une subduction oblique. n_f est la normale à la fosse et c la direction de convergence. Les grandes flèches noires indiquent les vitesses des plaques.

La géométrie finale après 93 Ma de subduction est représentée figure IV.17. Nous y remarquons que le premier pli formé lorsque le slab atteint la discontinuité à 660 km de profondeur pour la première fois est de taille plus importante que celles des plis suivants. Le premier pli étant plus long à se former que dans l’expérience OR3D, il y a par la suite un « délai » dans la formation des plis par rapport à l’expérience orthogonale. Les deux plis suivants sont donc obtenus au terme de 93 Ma de subduction dans l’expérience OB3D contre 86 Ma dans l’expérience OR3D.

FIGURE IV.17 – $T=93$ Ma. Géométrie des plaques au temps final d'étude. L'échelle de couleur représente l'intensité du second invariant des contraintes déviatoriques.



1.2.2 Évolution temporelle du champ de vitesse dans l'asthénosphère

Afin de suivre l'évolution du champ de vitesse dans l'asthénosphère au cours du temps, nous représentons les composantes de la vitesse en cinq points différents situés à 200 km de profondeur et dont la position dans le plan xy est donnée sur la figure IV.18a. Par rapport au cas orthogonal nous ajoutons un cinquième point situé sur le plan médiateur de la fosse (point violet sur la figure IV.18a) pour être consistant avec la géométrie oblique. Les composantes des vitesses sont calculées dans le repère local $Ox'y'$ et sont données sur les courbes fig. IV.18b. La représentation dans le repère local $x'y'$ permet d'illustrer l'orientation de l'écoulement de l'asthénosphère par rapport à l'axe de la fosse.

De façon analogue au cas orthogonal, la composante horizontale $v_{x'}$ de la vitesse d'un point situé à la verticale de la fosse (point 1, courbes en rouge) est orientée négativement selon l'axe x' et sa valeur absolue maximale est obtenue lorsque le slab se courbe vers l'avant au début de la formation d'un pli. Contrairement au cas orthogonal, $v_{y'}$ n'est plus négligeable mais atteint des valeurs absolues de l'ordre du cm/an.

Le point 2 (courbes orange) présente des caractéristiques similaires. Alors que dans l'essai OR3D le champ de vitesse en ce point est restreint dans le plan vertical, ici du fait de l'obliquité la vitesse est répartie dans toutes les directions bien que $v_{x'}$ demeure plus importante que les autres composantes. Le champ de vitesse dans le plan $x'y'$ atteint des valeurs maximales lors des épisodes de dépôt des plis durant lesquels $v_{x'}$ atteint des maximums plus faibles ($\simeq 3$ cm/an $\simeq 0,66v_s$) que dans l'essai OR3D ($\simeq 0,88v_s$). La composante $v_{y'}$ est de l'ordre de 0,5 cm/an ($\simeq 0,11v_s$) tout au long de cet essai de convergence oblique.

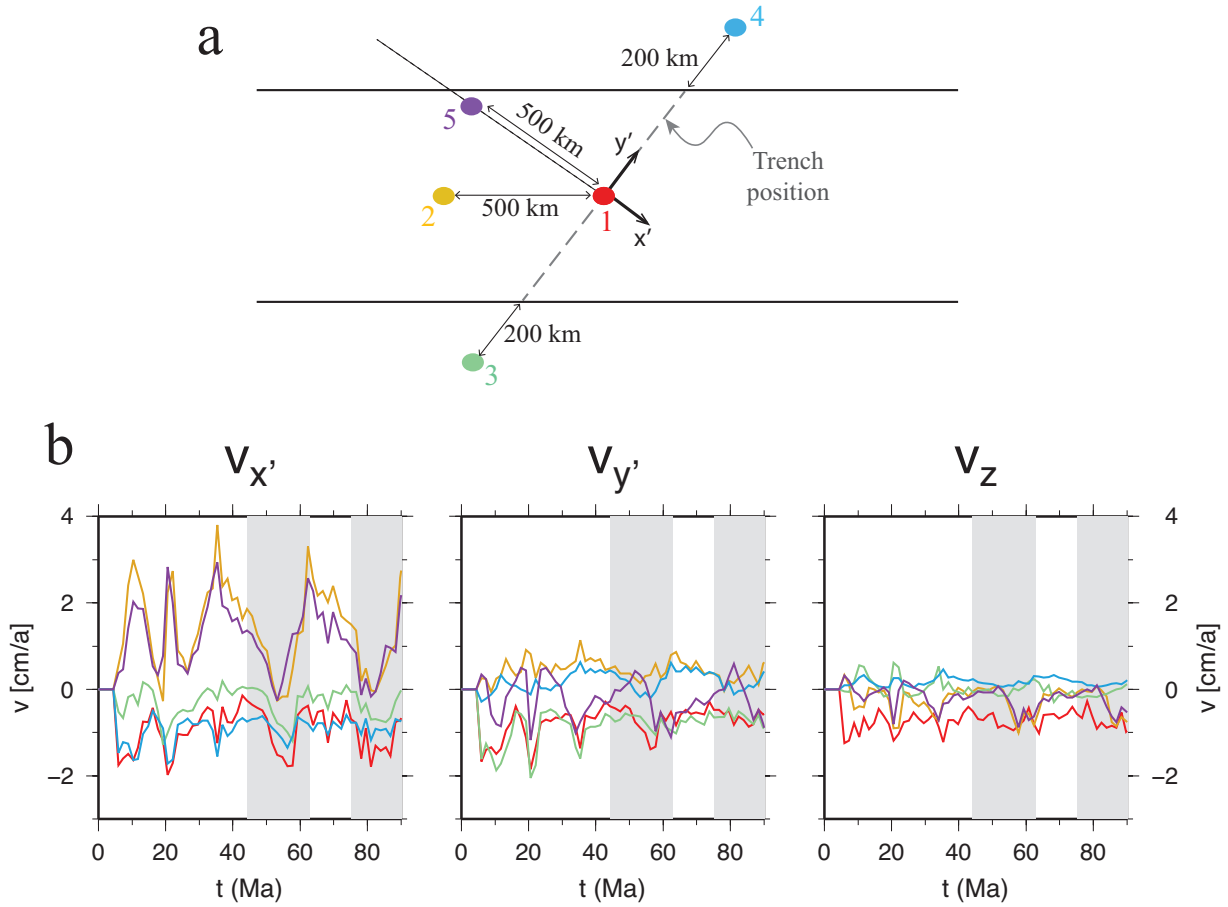


Figure IV.18 – a) Position horizontale relative à la position de la fosse de subduction des points où sont calculées les vitesses d'écoulement dans l'asthénosphère (profondeur $z=-200$ km). Le repère local $Ox'y'$ dans lequel sont données les vitesses est indiqué. b) Composantes des vitesses dans le manteau dans le repère $Ox'y'$ au cours du temps dans le modèle OB3D calculées en cinq points différents.

Le point 5 (courbes violettes), situé sur le plan médiateur de la fosse, présente une cinématique similaire au point 2 atteignant des vitesses maximales lorsque le pli se dépose sur lui-même. La composante $v_{y'}$ en ce point alterne entre des valeurs positives lorsque le slab est projeté vers l'avant, et des valeurs négatives lorsque la vitesse de l'écoulement sous la plaque plongeante est contrôlée par le retrait du slab.

Les composantes dans le plan $x'y'$ pour les points 1, 2 et 5 montrent qu'à l'avant et à l'arrière du slab l'écoulement a un flux parallèle à la fosse de subduction au cours de l'expérience.

Les vitesses au cours du temps aux points 3 et 4, indiquent une asymétrie de l'écoulement autour de la zone de subduction. Les valeurs absolues de $v_{x'}$ maximales sont plus grandes au point 4 qu'au point 3 tandis que le contraire est remarqué pour celles de $v_{y'}$. Le champ de vitesse de l'écoulement toroïdal en ces points est contrôlé par la direction de convergence.

IV.1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

Pour confirmer l'influence de l'obliquité sur l'écoulement dans l'asthénosphère, nous effectuons une expérience (OB3D45) avec les mêmes paramètres que l'essai OB3D excepté l'angle d'obliquité qui est cette fois-ci de 45° . Nous représentons fig. IV.19 l'évolution des vitesses dans l'asthénosphère au cours du temps en cinq points différents (voir description fig. IV.18). Les résultats montrent une augmentation de la vitesse d'écoulement dans le manteau parallèle à la fosse de subduction. Ceci est notamment remarquable sur les vitesses calculées au point 1 (courbes rouges). En ce point, la composante $v_{y'}$ est désormais supérieure ou égale à la composante $v_{x'}$. Au point 2 (courbes orange) nous remarquons, par rapport à l'expérience OB3D, une légère baisse de la composante $v_{x'}$ dont l'amplitude maximale est toujours inférieure à 3 cm/an au profit d'une légère augmentation de $v_{y'}$ qui atteint régulièrement 1 cm/an au cours de l'expérience. La comparaison au point 5 entre les deux expériences obliques montre également la même tendance. Nous notons toutefois, qu'étant donné l'angle d'obliquité important (45°), la localisation horizontale de ce dernier point telle qu'on l'a définie ne se trouve plus directement sous la plaque supérieure ce qui explique peut-être la baisse de la norme de la vitesse dans le plan $x'y'$ par rapport au cas avec un angle $\alpha = 30^\circ$. Les vitesses verticales (composante v_z) sont similaires dans les deux expériences.

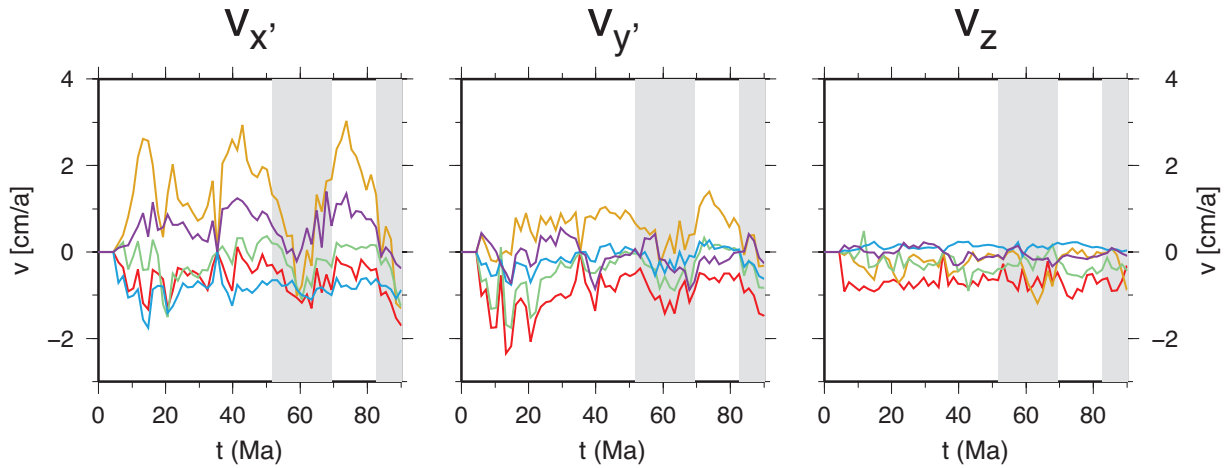


Figure IV.19 — Composantes des vitesses dans le manteau dans le repère $Ox'y'$ au cours du temps dans le modèle OB3D45 (angle d'obliquité de 45°) calculées en cinq points différents (voir figure IV.18 pour la localisation des points). Des zones grisées correspondent approximativement à la formation d'un pli.

1.3 Discussion

1.3.1 Comparaison avec des travaux antérieurs

Des études de l’écoulement tridimensionnel autour d’une zone de subduction ont été menées par des expériences analogiques [Buttles et Olson, 1998; Funiciello et al., 2003a, 2006; Kincaid et Griffiths, 2004; Schellart, 2008, 2004; Strak et Schellart, 2014] et numériques [Capitanio et Faccenda, 2012; Di Giuseppe et al., 2008; Faccenda et Capitanio, 2012; Jadamec et Billen, 2010; Piromallo et al., 2006; Schellart et Moresi, 2013; Stegman et al., 2006]. Les modèles utilisés pour étudier l’écoulement 3D ont souvent été de type « subduction libre » et ont considéré la plaque subduite de manière isolée (c.-à-d. sans plaque supérieure). Ces modèles ont fait état de trois phases distinctes dans le processus de subduction [Bellahsen et al., 2005; Funiciello et al., 2003a; Schellart, 2004] générant trois cinématiques d’écoulement différentes dans le manteau [Funiciello et al., 2006; Schellart, 2004; Strak et Schellart, 2014] :

- une première phase précédant l’interaction de la pointe du slab et de la discontinuité à 660 km de profondeur pendant laquelle le retrait de la fosse s’accélère
- une deuxième phase transitoire d’interaction générant un ralentissement du retrait de la fosse
- une dernière phase stationnaire de retrait constant du slab et de la fosse à vitesse quasi-constante

Les vitesses d’écoulement du manteau supérieur suivent une évolution qui reflète les trois phases : vitesses croissantes durant la première phase, diminution puis, stabilisation de la cinématique durant le retrait du slab [p. ex. Funiciello et al., 2006; Schellart, 2004; Stegman et al., 2006].

Nos modèles 2D et 3D montrent un comportement similaire. Avant interaction avec la discontinuité à 660 km, la longueur du slab augmente progressivement générant un *slab-pull* de plus en plus important. Cette force étire la plaque supérieure et induit une vitesse de retrait de la fosse croissante (supérieure à la vitesse imposée à la plaque supérieure) de façon analogue aux modèles de subduction libre. Les vitesses dans le manteau sont par conséquent de plus en plus grandes à mesure que le panneau plongeant pénètre dans le manteau. Lors du contact du slab avec la discontinuité à 660 km, un ralentissement du système est aussi observé. Cependant, contrairement aux modèles de subduction libre ayant étudié l’écoulement 3D, notre modèle ne génère pas un retrait constant du slab après ancrage sur discontinuité puisque des plis sont formés périodiquement. La nouveauté de ce travail réside donc dans l’étude de l’écoulement généré par de telles déformations de la plaque plongeante.

IV.1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

Dans l'expérience OR3D, ailleurs que sur le plan de symétrie (plan vertical passant pas le milieu des plaques), la vitesse du manteau selon l'axe y , parallèle à la fosse, atteint des valeurs toujours plus élevées que selon l'axe z (voir par ex. fig. IV.18). Notamment, durant la phase de retrait du slab, v_y dépasse 1 cm/an (plus 20% de v_s) en avant et en arrière du slab (fig. IV.6c) tandis que v_z ne dépasse que très rarement les 0,5 cm/an (environ 10% de v_s) en dehors de la zone entraînée verticalement par le mouvement du slab (fig. IV.5) comme l'ont observé Strak et Schellart [2014]. Durant cette phase, sous le panneau plongeant une cellule de recirculation est présente tandis qu'en avant du slab les courants asthénosphériques suivent le mouvement de retrait du panneau plongeant et v_x atteint 40% à 60% de v_s à 200 km de profondeur sous la plaque plongeante (fig IV.13). Un courant toroïdal contournant les bords du slab est également observé [Funiciello et al., 2006; Schellart, 2004].

Une différence majeure dans les modèles que nous présentons, par rapport aux modèles de subduction libres, est qu'il n'y a d'incurvation du panneau plongeant dans le sens de sa largeur induite par le courant toroïdal (cf. fig. IV.20) [Funiciello et al., 2006; Morra et Regenauer-Lieb, 2006; Schellart, 2004; Stegman et al., 2006; Strak et Schellart, 2014]. Malgré l'utilisation de modèles de subduction libre incluant la plaque chevauchante, Schellart et Moresi [2013] et Capitanio et Faccenda [2012] n'observent pas non plus cette incurvation. Ceci peut être expliqué par la résistance qu'offre la plaque chevauchante au retrait de la fosse (suction entre les plaques [Shemenda, 1993]) limitant par la même occasion la déformation des plaques dans la direction parallèle à la fosse (incurvation). Duarte et al. [2013], avec un modèle analogique de subduction libre incluant une plaque supérieure, obtiennent cependant une incurvation de la fosse et du slab mais ceci pourrait être dû à la faible viscosité des plaques dans leur modèle ($\sim 2,5 \cdot 10^{22}$ Pa.s) par rapport à celle utilisée pour le manteau ($\sim 1,5 \cdot 10^{20}$ Pa.s). Notons également que nous imposons une vitesse normale nulle sur les bords latéraux des plaques en surface tandis qu'en laboratoire les bords latéraux des plaques sont naturellement libres. La largeur de la plaque peut aussi être un facteur limitant pour la déformation interne du slab dans sa largeur comme dans Faccenda et Capitanio [2012].

Lors de la formation d'un pli, l'écoulement change et laisse apparaître une zone de recirculation sous la plaque chevauchante tandis que sous la plaque plongeante l'écoulement est essentiellement dans le sens du mouvement de celle-ci. Nous observons une diminution de v_x sous la plaque chevauchante à 200 km de profondeur tandis que sous la plaque plongeante v_x augmente et atteint 40% de v_s à 200 km de profondeur (fig. IV.13). Un tel changement de l'écoulement est également observé par Schellart et Moresi [2013] (voir aussi modèle 2D de Capitanio et al.

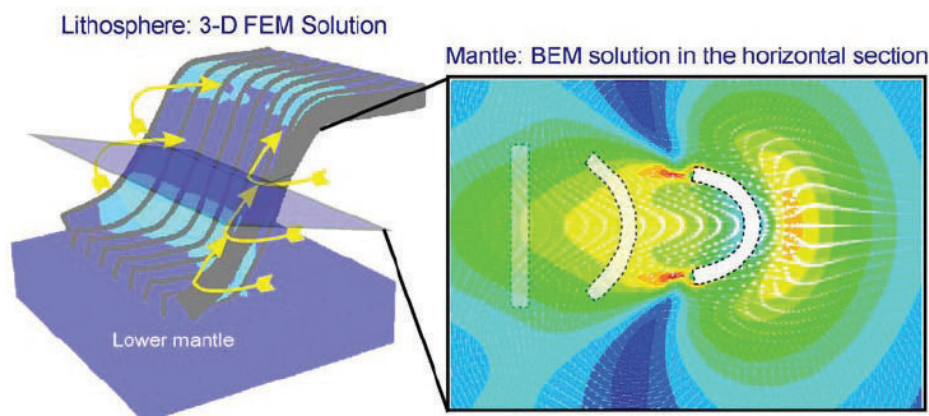


Figure IV.20 – Figure d'après [Morra et Regenauer-Lieb \[2006\]](#). Modèle de subduction libre d'une plaque visco-élastique libre. **a)** Géométrie de la plaque plongeante après stagnation à 660 km de profondeur. Les flèches jaunes représentent le courant toroïdal. **b)** Coupe horizontale à mi-profondeur du manteau. La section du panneau plongeant intersectée par la coupe horizontale, à différents instants, est représentée en blanc. La carte de couleur représente l'intensité des déformations dans le manteau.

[2010]). De plus, la figure IV.8 montre une forte baisse de l'intensité de l'écoulement parallèle à la fosse (moins de 20% de la vitesse de subduction) illustrant un courant toroïdal temporairement moins important. Ceci est illustré également par l'évolution du champ de vitesse en deux points situés de part et d'autre de la zone de subduction (fig. IV.13).

L'écoulement dans le manteau dans les phases suivantes (chute verticale du pli puis fermeture du pli) est peu décrit dans la littérature. Nous notons que durant ces phases l'écoulement toroïdal croît en amplitude jusqu'à atteindre un maximum au début de la phase de retrait (voir composante v_y sur la figure IV.18). Des courants verticaux ascendants sont également observés dans une large région autour de la zone de subduction (figures IV.9 et IV.11).

1.3.2 Subduction oblique et flux parallèle à la fosse

Les modèles de subduction orthogonale que nous présentons dans ce travail tout comme de nombreux autres modèles analogiques ou numériques de subduction tridimensionnelle présentent une symétrie de l'écoulement dans le manteau [[Faccenda et Capitanio, 2012](#); [Funiello et al., 2003a, 2006](#); [Schellart et Moresi, 2013](#); [Strak et Schellart, 2014](#)]. Directement sous les plaques, le matériel mantellique est entraîné par le mouvement principalement vertical du panneau plongeant et génère un mode d'écoulement essentiellement poloïdal. Dans nos modèles cela est particulièrement vrai sur la section verticale (plan xz) passant par le milieu des plaques (plan y_b fig. IV.13).

IV.1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

Le long d'une marge, des gradients de pression dans le coin asthénosphérique peuvent être induits par des hétérogénéités des vitesses de subduction et de pendage du slab [Turcotte et Schubert, 2002] donnant lieu à des écoulements dans cette zone orientés parallèlement à la fosse de subduction [p. ex. Kneller et van Keken, 2008]. Une variation de densité de la plaque plongeante le long de la marge modifie la dynamique du slab, générant également des gradients de pression parallèles à la fosse [Capitanio et Faccenda, 2012]. Des variations de structure thermique de la plaque chevauchante ont également été évoqués pour expliquer de tels écoulements [Rodríguez-González et al., 2014].

Kneller et van Keken [2008] ont étudié l'effet de plusieurs paramètres tels que l'obliquité de la convergence, la géométrie de la fosse et les variations de pendage du slab sur la déformation dans le coin asthénosphérique et sur l'anisotropie sismique. Ils ont montré que de fortes variations de pendage le long de la marge, ou une forte courbure de la marge, génèrent de l'extension parallèle à la fosse dans le manteau et pourraient expliquer l'anisotropie des ondes S mesurée dans certaines zones de subduction [Long et Silver, 2009]. Les auteurs proposent également que l'obliquité de la convergence doit générer un flux asthénosphérique parallèle à la fosse ce qui est en accord avec nos résultats (fig. IV.18). La nouveauté dans les modèles présentés ici réside dans l'étude de l'écoulement complexe en 3D lorsque la plaque plongeante se plisse sur la discontinuité à 660 km.

En comparant les deux modèles de subduction oblique effectués (OB3D et OB3D45) nous remarquons que la composante de la vitesse parallèle à la fosse $v_{y'}$ est d'autant plus importante que l'angle d'obliquité l'est. Dans le cas avec $\alpha = 30^\circ$, la moyenne de $v_{y'}$ au cours du temps est égale à 13% de v_s alors que, dans le cas $\alpha = 45^\circ$, elle est égale à 20% de v_s . Notons que c'est durant cette phase de plissement que $v_{y'}$ atteint son maximum sous la plaque plongeante (28% de v_s pour $\alpha = 30^\circ$; 35% de v_s pour $\alpha = 45^\circ$).

À l'inverse, sous la plaque chevauchante, durant cette phase, nous observons d'abord une diminution de $v_{y'}$ puis une augmentation progressive lorsque le slab se verticalise. C'est lorsque le pli se ferme que $v_{y'}$ atteint son maximum sous la plaque supérieure (19% de v_s pour $\alpha = 30^\circ$; 30% de v_s pour $\alpha = 45^\circ$).

L'obliquité de la convergence couplée à des plissements du slab, pourrait être à l'origine de la variété d'observations faites dans les zones de subduction naturelles à partir des mesures d'anisotropie sismique [Long et Silver, 2009]. Pour compléter cette étude il pourrait être envisagé dans le futur de quantifier l'anisotropie générée par de tels écoulement comme l'ont fait des travaux précédents pour des cas de subduction libre sans formation de plis [p. ex. Faccenda et Capitanio, 2012].

1.3.3 Flux asthénosphérique ascendant

Dans plusieurs régions, des études ont montré une corrélation spatiale et temporelle entre un volcanisme intra-plaque « anormal » (c.-à-d. non associé à une source mantellique profonde de type *hot-spot*) et un système de subduction [Faccenna et al., 2010, et références citées]. Il a notamment été proposé que la formation de courants verticaux induits par le mouvement de la plaque plongeante peut générer de la fusion partielle des roches du manteau supérieur par décompression [p. ex. Faccenna et al., 2010]. Le matériel chaud du manteau supérieur profond remontant vers des profondeurs où la pression est moins élevée à l’aide de ces courants rapprocherait les roches de leur solidus.

Les liens entre subduction et courants asthénosphériques sous la plaque supérieure ont été étudiés dans différents travaux pionniers [p. ex. Dvorkin et al., 1993; Tovish et al., 1978]. La quantification de tels courants par des modèles dynamiques a notamment été réalisée pour la phase de pénétration de la plaque plongeante avant qu’elle n’atteigne la discontinuité entre manteau supérieur et manteau inférieur. Le coin mantellique durant cette phase est en dépression tandis que le manteau directement sous le slab est en surpression. Les courants asthénosphériques ont lieu des zones à forte pression vers les zones à faible pression en contournant la pointe du panneau plongeant. Dans cette configuration une zone de circulation est présente en avant du slab dans le coin mantellique [Bonnardot et al., 2008a; Funiciello et al., 2006; Piromallo et al., 2006; Schellart, 2008] créant des flux verticaux sous la plaque chevauchante loin de la fosse (flèche orange fig. IV.21a) [Faccenna et al., 2010; Strak et Schellart, 2014].

Les régions qui présentent du volcanisme intra-plaque potentiellement relié à la dynamique de la subduction (est de la Chine, Europe Centrale, Amérique du Nord, sud de l’Amérique du Sud) [Faccenna et al., 2010; Tang et al., 2014; Zhao et al., 2009] se caractérisent par la présence systématique de panneaux plongeants stagnants à 660 km de profondeur révélés par la tomographie [Fukao et Obayashi, 2013; Sigloch et al., 2008; Zhao et al., 2009], ce qui suggère un lien entre ces deux phénomènes. Or, divers modèles ont montré que, lorsque le panneau plongeant stagne à la limite manteau supérieur - manteau inférieur et que le slab se retire, la cellule de circulation en avant du panneau plongeant disparaît [Funiciello et al., 2006; Schellart, 2004] et les flux verticaux deviennent négligeables. Par conséquent, l’explication du volcanisme intra-plaque au-dessus de panneaux plongeants stagnants par des courants asthénosphériques ascendants n’est pas soutenue par ces modèles.

Il a toutefois été montré que les panneaux plongeants déposés, mais pas totalement ancrés, à 660 km peuvent avoir un déplacement horizontal générant en moindre mesure un courant

IV.1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

poloïdal proche de la pointe du slab (flèche jaune fig. IV.21b).

Nos modèles sont au contraire effectués avec l'hypothèse d'ancrage du panneau plongeant sur la discontinuité à 660 km. Il est donc intéressant d'étudier les courants asthénosphériques ascendants dans ce contexte lorsque le slab subit des plissements périodiques.

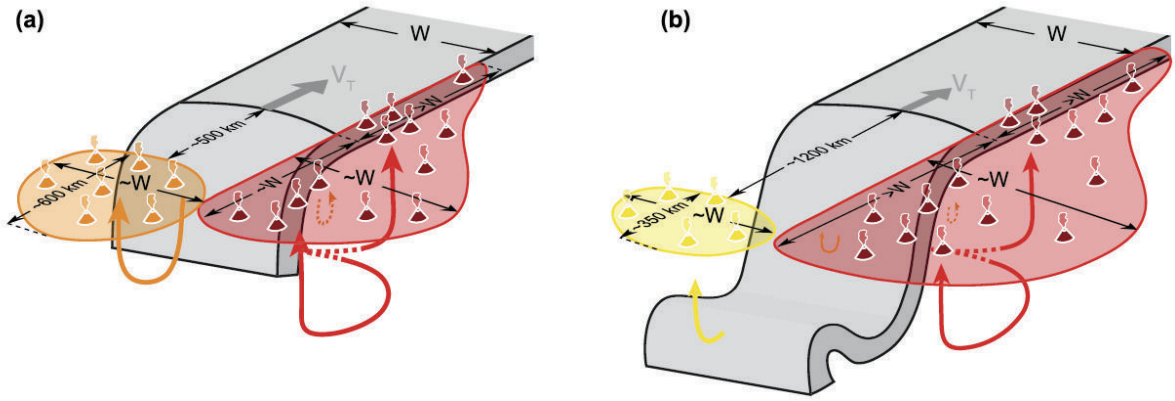


Figure IV.21 — Figure d'après [Strak et Schellart, 2014]. Représentation schématique des quatre types de flux mantelliques ascendants déterminés par un modèle analogique de subduction libre sans plaque chevauchante, avant interaction du slab et de la discontinuité à 660 km de profondeur (fig. a) et après (fig. b). La flèche orange représente les flux verticaux associés au courant poloïdal durant la descente du slab dans le manteau. Les flèches rouges représentent les flux verticaux associés au retrait du slab et au courant quasi-toroïdal. La flèche jaune représente le flux ascendant associé au petit déplacement que peut avoir la pointe du slab après stagnation à 660 km de profondeur. La longueur des flèches est représentative de l'intensité mesurée dans les modèles.

Pour simplifier la présentation des résultats nous analysons uniquement des cas de subduction orthogonale en 3D et étudions uniquement les instants postérieurs à l'ancrage du slab. La figure IV.22 représente la valeur maximale v_z^{max} du champ de vitesse vertical sur un plan horizontal situé à profondeur intermédiaire dans le manteau supérieur ($z = -300$ km) ainsi que la localisation relative de ce maximum par rapport à la position de la fosse au cours du temps. Nous présentons les résultats pour deux modèles similaires pour lesquels seule la largeur D_l des plaques change (modèle OR3D : $D_l = 450$ km ; modèle OR3DL $D_l = 1000$ km).

Les deux modèles présentent une évolution similaire. Durant les phases de retrait du slab (sur fond blanc sur les figures), la vitesse verticale maximale à 300 km de profondeur varie entre 0,1 et 0,5 cm/an (respectivement 2 et 11% de v_s) pour le modèle OR3D et entre 0,3 et 0,7 cm/an (respectivement 6 et 15% de v_s) pour le modèle OR3DL. Ces maximums ont lieu de part et d'autre de la plaque plongeante. Puis, lors de la formation d'un pli (sur fond gris sur les figures), le courant poloïdal est plus vigoureux et la vitesse verticale augmente progressivement jusqu'à

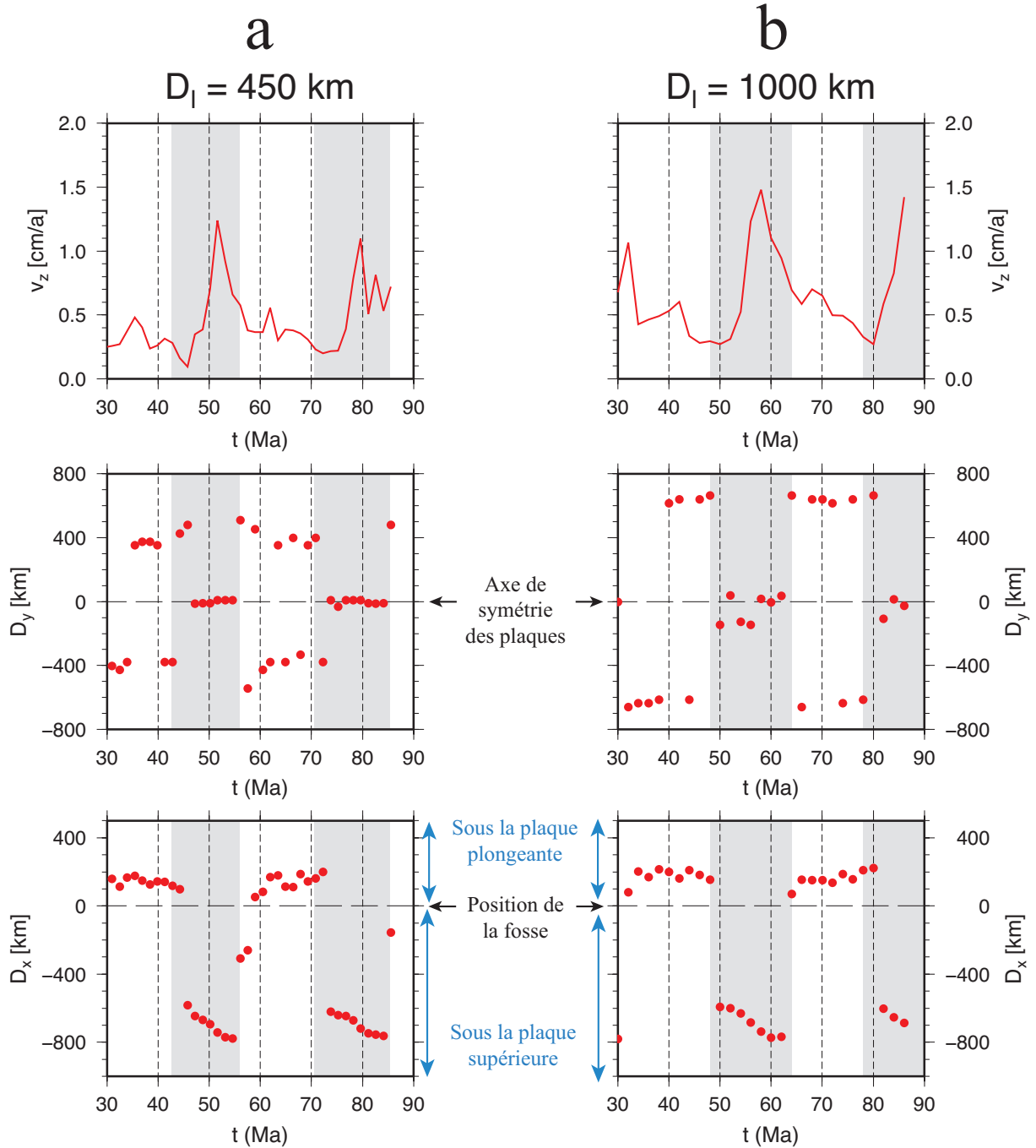


Figure IV.22 – Vitesses verticales (v_z^{max}) maximales dans l'asthénosphère mesurées au cours du temps sur un plan horizontal situé à profondeur intermédiaire ($z = 300$ km). Distances D_x et D_y par rapport à la fosse des maximums mesurés au cours du temps. Les figures a correspondent à un essai où les plaques ont une largeur de 450 km et les figures b à un essai où les plaques ont une largeur de 1000 km. Des zones grisées on été ajoutées pour indiquer la durée de formation d'un pli.

IV.1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

atteindre un maximum au moment où le panneau plongeant courbé se dépose sur la portion du slab déjà stagnante sur la discontinuité. La valeur maximale est alors de 1,0-1,2 cm/an (22-26% de v_s) dans le modèle OR3D et de près de 1,5 cm/an (33% de v_s) dans le modèle OR3DL. Les maximums, durant la phase de plissement, sont localisés directement sous la plaque supérieure et à une distance allant jusqu'à 800 km à partir de la fosse de subduction.

Avec un modèle de subduction libre sans plaque supérieure, [Strak et Schellart \[2014\]](#) mesurent, après stagnation du slab, des vitesses de courants ascendants à mi-profondeur du manteau supérieur de l'ordre de 20% de la vitesse de retrait de la fosse (v_{fosse}). Ces vitesses sont dues à l'important courant quasi-toroïdal contournant les extrémités latérales du slab [[Faccenna et al., 2010](#); [Schellart, 2010](#); [Strak et Schellart, 2014](#)]. Nos résultats montrent en moyenne des valeurs similaires ($v_z^{max} \simeq 0,25v_{fosse}$) durant les phases de retrait si on considère que $v_{fosse} = v_{op} = 1,6$ cm/an (vitesse de déformation de la plaque supérieure négligée). Nous remarquons toutefois que v_z^{max} semble dépendre de la largeur de la plaque. Ceci est expliqué par la vitesse de Stokes du slab (poids apparent du slab) qui dépend de son volume. Plus ce volume est important plus sa vitesse de chute dans le milieu visqueux est importante et crée un champ de vitesse dont la valeur est également plus importante.

[Strak et Schellart \[2014\]](#) suggèrent que l'amplitude des courants verticaux croît avec le pendage du slab, ce qui est cohérent avec nos résultats puisque nous observons un angle de subduction moyen légèrement plus important (+5°) durant la phase de retrait lorsque la largeur de la plaque plongeante est de 1000 km.

Les courants partants de l'arrière du slab, remontant vers la surface en contournant les extrémités du panneau plongeant ont été proposés pour expliquer l'apparition de volcanisme intra-plaque latéralement aux zones de subduction, notamment pour le mont Etna [p. ex. [Schellart, 2010](#)]. Ces courants pourraient créer de la fusion par décompression. Dans nos modèles, bien que les vitesses verticales maximales soient observées du côté de la plaque plongeante à 300 km de profondeur, les courants toroïdaux pourraient faire migrer le matériel ayant fondu partiellement dans cette zone vers des régions situées du côté de la plaque plongeante. Par exemple, dans le modèle OR3D, durant la phase de retrait un courant toroïdal migrant de l'arrière vers l'avant du panneau plongeant et contournant les extrémités du slab est visible à 200 et 400 km de profondeur (fig. [IV.5](#)). La norme de la vitesse dans le plan xy (courant toroïdal), au voisinage des extrémités du slab, atteint 1-1,5 cm/an à 200 km de profondeur (points 3 et 4 fig. [IV.13](#)).

Chapitre IV. Écoulement dans l’asthénosphère et déformations de surface en contexte de subduction oblique

La fusion partielle par décompression des roches du manteau supérieur profond a également été suggérée pour expliquer la présence de volcanisme à l’est et au nord-est de la Chine (p. ex. volcan Changbai). Dans cette zone, l’analyse des vitesses des ondes P révèle une anomalie négative vers 300-400 km de profondeur directement sous les volcans et au-dessus du slab stagnant de la plaque Pacifique [Zhao et al., 2009]. L’existence d’un grand coin mantellique (*Big Mantle Wedge* [Zhao et al., 2009]) est évoquée pour expliquer l’éventuelle présence de roches partiellement fondues à ces profondeurs [Tang et al., 2014; Zhao et al., 2009]. Des modèles numériques en 2D ont également mis en évidence ce courant poloïdal de grande échelle lorsque le panneau plongeant se dépose horizontalement à 660 km de profondeur du fait du recul de la fosse [Kameyama et Nishioka, 2012]. Cependant, plusieurs travaux en laboratoire et travaux numériques ont montré que lorsque le slab est ancré à 660 km et que la fosse (le slab) recule, la zone de circulation en avant du panneau plongeant est quasiment inexistante. L’écoulement dans le manteau est alors dans la même direction que le retrait du slab [Funiciello et al., 2006; Schellart, 2004; Strak et Schellart, 2014], ce que nous observons également durant les phases de retrait entre deux formations de plis (voir figures IV.6 et IV.12). Dans ce contexte, les courants ascendants directement sous la plaque chevauchante sont négligeables.

Néanmoins, lors des plissements, les courants ascendants les plus intenses migrent vers une région située directement sous la plaque plongeante du fait d’un courant poloïdal devenant vigoureux. Durant ces phases, les deux expériences (OR3D et OR3DL) montrent que les points où les v_z^{max} ont lieu sont localisés à une distance d’environ 800 km à partir de la position verticale de la fosse. Ceci est comparable à la localisation des volcans intra-plaque du nord-est de la Chine situés à environ 1000-1300 km de la fosse du Japon.

Néanmoins, une étude sur les marqueurs de la cyclicité dans cette région serait nécessaire pour valider l’application du modèle de plissements au volcanisme intra-plaque actif au N-E de la Chine.

En Amérique du Sud, des plateaux basaltiques à signature géochimique mantellique ont été reportés dans la province de Patagonie dans le domaine extra-andin s’étendant entre 34°S et 52°S [De Ignacio et al., 2001; Kay et al., 2004].

Au sud de cette province, les coulées de laves mafiques entre 47°S et 49°S sont attribuées à la formation d’une « fenêtre asthénosphérique » due à la collision de segments de la ride du Chili avec la fosse il y a 12 Ma [Gorring et al., 1997; Guillaume et al., 2010; Ramos et Kay, 1992].

Dans la partie nord, se trouve la Meseta de Somuncura (40°-43°S), le plus large épanchement mafique d’arrière-arc de la Province dont les coulées de plateau ont été datées vers 29-25 Ma [De Ignacio et al., 2001; Kay et al., 2004]. La signature géochimique des laves mises en place à

IV.1 Écoulement 3D dans le manteau en contexte de plissements du panneau plongeant

cette période est de type OIB [De Ignacio et al., 2001] suggérant une provenance mantellique. La relation entre la formation de plateau et la fenêtre asthénosphérique plus au sud semble peu pertinente [De Ignacio et al., 2001; Kay et al., 2007]. De Ignacio et al. [2001] ont suggéré la présence d’une anomalie thermique dans le manteau due à une remontée asthénosphérique causée par un retrait de la plaque plongeante et facilitée par une géométrie concave (dans le sens de la profondeur) de la plaque plongeante.

Nous proposons une autre explication possible pour cette anomalie thermique dans le manteau. En effet, la localisation de cette zone coïncide avec la subduction horizontale qui peut avoir eu lieu à 41°S vers 69-40 Ma [Folguera et Ramos, 2011]. Si l’on suppose qu’une subduction horizontale peut être due à la formation de plis de la plaque plongeante [Cerpa et al., 2014; Gibert et al., 2012], la formation des magmas mafiques de la Meseta de Somuncura pourrait alors être reliée à la retombée de ce pli sur une portion du panneau plongeant précédemment déposée sur la discontinuité à 660 km de profondeur et qui aurait généré un flux mantellique ascendant.

Plus au nord, on trouve la province volcanique de Payenia, s’étendant entre 33°S et 38°S dont l’activité volcanique a principalement eu lieu au cours des derniers 2 Ma [Ramos et Folguera, 2011]. Comme dans les zones décrites ci-dessus, les basaltes sont de type OIB et leurs signatures géochimiques montrent une provenance mantellique des magmas [Kay et al., 2004]. Le développement du volcanisme intra-plaque dans cette province semble être postérieur à l’horizontalisation du slab datée entre 13 et 5 Ma [Kay et al., 2004; Ramos, 2009].

Néanmoins, la distance entre la fosse de subduction et ces plateaux basaltiques est petite (~ 400 km) vis-à-vis de la localisation des vitesses verticales maximales mesurées dans nos modèles (600-800 km). Une étude considérant une cinématique et une rhéologie plus réalistes pour la subduction andine devrait être menée pour étudier cette piste.

1.4 Conclusion de l’étude

Les modèles de subduction en contexte tridimensionnel présentés dans cette étude reproduisent des résultats similaires à ceux obtenus dans plusieurs travaux antérieurs. La nouveauté de notre travail réside dans la description de l’écoulement cyclique du manteau lorsque des plissements du panneau plongeant ont lieu sur la discontinuité à 660 km de profondeur. Les principaux résultats sont les suivants :

- La prépondérance de l’écoulement toroïdal sur l’écoulement poloïdal est ponctuellement minimisée voire inversée lors des plissements du slab.

Chapitre IV. Écoulement dans l'asthénosphère et déformations de surface en contexte de subduction oblique

- Une convergence oblique accentue l'écoulement du fluide parallèle à la fosse en cohérence avec les observations faites par les études d'anisotropie sismique dans différentes zones de subduction naturelles. La cyclicité de nos modèles génère toutefois de fortes variations de l'écoulement dans cette direction.
- L'étude des vitesses de remontée du matériel asthénosphérique autour de la zone de subduction, si tant est qu'elle soit liée au phénomène de fusion par décompression, pourrait expliquer la découverte de volcanisme intra-plaque observé dans plusieurs zones de subduction où un panneau plongeant stagne.
- Les plissements cycliques génèrent une alternance de phases où l'ascension du matériel du manteau supérieur profond est observé de part et d'autre du panneau plongeant et de phases où les plus fortes remontées s'effectuent en avant du panneau plongeant sous la plaque supérieure. Ces deux modes d'écoulement ascendant dans le manteau supérieur permettent de relier deux hypothèses émises par des études antérieures : les remontées latérales lors du retrait du slab et la possible présence d'une grande zone de circulation en front du panneau plongeant, le *Big Mantle Wedge*.

2 *Relationship between slab dip and topography segmentation in an oblique subduction zone : insights from numerical modeling*

Nestor G. Cerpa¹, Rodolfo Araya², Muriel Gerbault³, Riad Hassani¹

¹ Université de Nice Sophia-Antipolis, C.N.R.S., I.R.D., Observatoire de la Côte d’Azur, Géoazur UMR 7329, 250 rue Albert Einstein, Sophia Antipolis 06560 Valbonne, France.

² Departamento de Ingeniería Matemática, Universidad de Concepción, Casilla 160-C, Concepción, Chile.

³ Géosciences Environnement Toulouse - CNRS, IRD, Université de Toulouse, Observatoire Midi-Pyrénées, 31400 Toulouse, France.

Article soumis à *Geophysical Research Letters*

Résumé en français

Le pendage de la plaque plongeante contrôle l’état de contrainte dans la plaque supérieure et par conséquent affecte la construction du relief. Des études antérieures, en deux dimensions et dans des cas de convergence orthogonale, ont montré que les plissements du panneau plongeant lors de l’ancrage dans la zone de discontinuité à 660 km de profondeur induisent une périodicité du régime tectonique de la plaque chevauchante. Dans le travail présenté ici, au moyen d’un modèle de subduction tridimensionnel de convergence oblique ($\alpha = 30^\circ$) prenant en compte l’effet de la présence de la plaque supérieure ainsi que des surfaces supérieures des plaques libres, nous montrons comment les plissements du panneau plongeant produisent une segmentation du pendage dans la direction parallèle à la fosse de subduction. Une telle segmentation génère des variations de la topographie dans la même direction. Dans notre modèle, lorsque le panneau plongeant commence à se courber vers l’avant, on atteint une élévation maximale dans les terres et celle-ci peut varier entre 5 km et 2 km parallèlement à la fosse. Plissements et variation de topographie ont lieu avec un délai compris entre 10 et 15 Ma d’un bord latéral à un autre, distants de 1000 km dans le modèle. Les Andes constituent une zone de subduction pertinente pour la comparaison de nos résultats avec un cas réel du fait de la géométrie relativement simple de la marge ainsi que de la cinématique relativement bien contrainte de cette zone au cours des derniers 100 Ma. Par conséquent, nous apportons une nouvelle hypothèse pour comprendre la diminution générale de la topographie entre les Andes centrales ($\simeq 4$ km) et les Andes méridionales ($\simeq 2$ km), bien que la combinaison avec d’autres effets géodynamiques 3D reste à étudier pour expliquer la topographie actuelle des Andes.

Abstract

Slab dip controls the stress state in an overriding plate and affects mountain building. Previous work has shown variations in tectonic regime induced by slab folding over the 660 km depth discontinuity zone in orthogonal convergence. Here, using a three-dimensional model of oblique subduction (30°), accounting for free top surfaces, we show how slab folding generates an along-strike slab dip segmentation, inducing variations in topography of the overriding plate. When the subducting plate begins to curve forward, the elevation height rises inland and varies along the trench from 5 km to 2 km. The Andes are a suitable natural zone to be compared with our results because of its linear margin and well-constrained plates kinematics. Thus, we provide a new explanation to the general decrease in elevation from the Central to Southern Andes, but which still remains to be combined with other 3D mechanisms to explain the actual Andean topography.

2.1 *Introduction*

Subduction zones are generally full-3D systems and despite the numerical advances in 3D numerical modeling [[Capitanio et Faccenda, 2012](#); [Rodríguez-González et al., 2012](#); [Schellart et Moresi, 2013](#); [Stegman et al., 2006](#)] there is a lack of models quantifying the relationship between deep processes and surface deformation in the overriding plate. The general limitations in geometry and in parametric space challenge the development of such numerical studies. Analogue models yet help in assessing this relationship [[Chemenda et al., 2000](#); [Espurt et al., 2008](#); [Martinod et al., 2013](#)]. Most 3D subduction models are based on the free-subduction hypothesis which sustains the idea of a predominant role of the slab-pull, and often leads to the extreme point of view in which the overriding plate is neglected. However, the overriding plate appears to play an important role in subduction dynamics [[Gibert et al., 2012](#); [Heuret et al., 2007](#); [Rodríguez-González et al., 2012](#); [Sharples et al., 2014](#)]. In the modeling approach used in the present work we make the assumption of a subduction system controlled by the kinematics of plates, arguing that such models can better represent a given tectonic context. Furthermore, we consider a trench geometry and an oblique convergence regime, as well as a rigid 660 km bottom boundary (as in [Cerpa et al. \[2014\]](#)), which allow us to study the dynamical effects of slab folding within an oblique subduction setting.

The Andes are the greatest orogenic system related to the subduction of an oceanic plate. They extend from the south of the Caribbean plate to the north of the Scotia plate over 8000 km. Although the Cordillera is continuous along the south American margin, it presents latitudinal variations in topography, geology and volcanism related to its complex history [e.g. [Ramos,](#)

IV.2 Relationship between slab dip and topography segmentation in an oblique subduction zone : insights from numerical modeling

2009]. Relatively little variations in plate kinematics in the last 50 Ma [e.g. Somoza et Ghidella, 2012] make the Andes an ideal natural oblique subduction zone to study by the means of numerical modeling.

The goal of the present work is to model a synthetic oblique subduction zone and to relate the slab geometry to the pattern of vertical deformations in the overriding plate. We first present the physical problem as well as the numerical aspects of our method, and the model set-up. Then we present the results and discuss how they apply to the Andes.

2.2 Mechanical modeling, numerical strategy and model set-up

We assume a Maxwell viscoelastic model for the plates and an isoviscous Newtonian model for the upper mantle. Thermics and chemical transformations are neglected (see details in Cerpa et al. [2014] and Bonnardot et al. [2008a] which use similar assumptions in a 2D approach).

The governing equations of the quasi-static problem of lithospheric plates in the solid physical domain $\Omega_l \subset \mathbb{R}^3$ are :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \rho_l \mathbf{g} = \mathbf{0} & \text{in } \Omega_l, \\ \frac{D\boldsymbol{\sigma}}{Dt} = \mathcal{M}(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{d}) & \text{in } \Omega_l, \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{(IV-1)} \\ \text{(IV-2)} \end{matrix}$$

with $\boldsymbol{\sigma}$ is the Cauchy stress tensor, ρ_l density, \mathbf{g} gravity, $\mathbf{d} = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)$ the deformation rate tensor and \mathbf{u} the velocity field. $D\boldsymbol{\sigma}/Dt$ is an objective time derivative and \mathcal{M} represents the viscoelastic Maxwell constitutive law :

$$\mathcal{M}(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{d}) = 2G\mathbf{d} + \lambda \text{tr} \mathbf{d} \mathbf{I} - \frac{G}{\eta_l} \text{dev} \boldsymbol{\sigma} \quad \text{(IV-3)}$$

where tr and dev are, respectively, the trace and deviatoric parts of a second-order tensor, \mathbf{I} is the identity, λ and G are the Lamé parameters and η_l the Maxwell viscosity of plates. Moreover, the contact in between the plates and in between the plate and the rigid foundation (at 660 km depth) is described by the Coulomb friction law [see Hassani et al., 1997].

The governing equations of the asthenospheric mantle occupying domain $\Omega_a^t \subset \mathbb{R}^3$ at a given time t are :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} - \nabla p + \rho_f \mathbf{g} = \mathbf{0} & \text{in } \Omega_a^t, \\ \boldsymbol{\tau} = \mathcal{F}(\nabla \mathbf{v}) & \text{in } \Omega_a^t, \\ \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 & \text{on } \Omega_a^t, \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{(IV-4)} \\ \text{(IV-5)} \\ \text{(IV-6)} \end{array}$$

where $\boldsymbol{\tau}$ is the deviatoric stress tensor, p the pressure field, ρ_f is density and \mathbf{v} the velocity field. \mathcal{F} represents the constitutive law of the asthenospheric mantle that we assume newtonian :

$$\mathcal{F}(\nabla \mathbf{v}) = \eta_a (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) \quad \text{(IV-7)}$$

with η_a the mantle viscosity.

On the interface Γ_{la} shared by the lithosphere and the asthenosphere we assume the continuity of the traction vector and the velocity field as follows :

$$\begin{cases} \mathbf{v} = \dot{\mathbf{u}} & \text{on } \Gamma_{la}, \\ (\boldsymbol{\tau} - p\mathbf{I}) \cdot \mathbf{n} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} & \text{on } \Gamma_{la}, \end{cases} \quad \text{(IV-8)}$$

The numerical formulations of the solid and the fluid problems are described in [Cerpa et al. \[2014\]](#). The solution of the solid problem is computed using the finite element code ADELI [[Chéry et al., 2001](#); [Hassani et al., 1997](#)]. The Stokes equations are solved in a standard finite element solver using the Fictitious Domain Method [[Bertrand et al., 1997](#); [Cerpa et al., 2014](#); [Glowinski et al., 1995](#)], and the solution of the linear algebraic systems are computed by the direct solver package PARDISO [[Petra et al., 2014](#)].

Fig. [IV.23a](#) displays the geometry of the model set-up. The two viscoelastic plates of width 1000 km are pushed against each other by far-field velocities ($v_{op} = 1.6$ cm/yr and $v_{sp} = 2.9$ cm/yr) and the subducting plate enters progressively into the mantle domain (in blue in fig [IV.1a](#)). The plates lateral boundaries are free-slip until they penetrate into the viscous mantle within which they become coupled with the asthenospheric mantle (submitted to viscous stresses and hydrostatic pressure). The top surface of the plates is set free. The friction coefficient in between plates is set low ($\mu = 0.015$) as proposed in other studies that modeled shortening in the Andes [e.g. [Sobolev et Babeyko, 2005](#)].

IV.2 Relationship between slab dip and topography segmentation in an oblique subduction zone : insights from numerical modeling

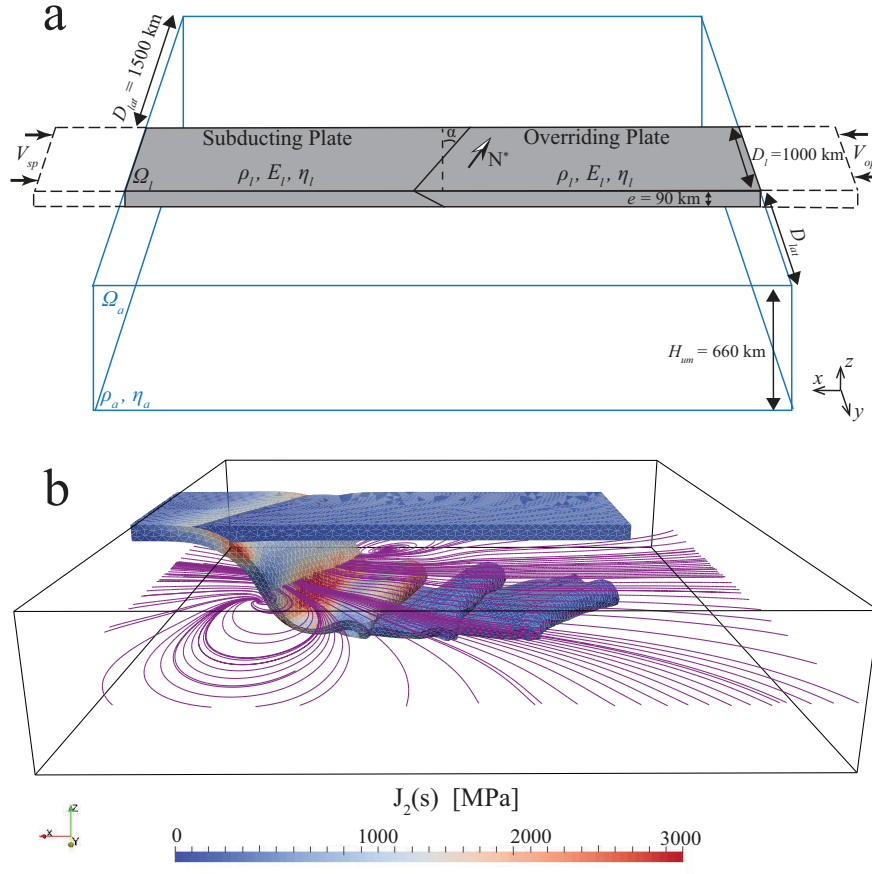


Figure IV.23 – a) Physical model at initial time. The upper mantle/lower mantle boundary is modeled as an impermeable and rough barrier. Plate boundary velocities are expressed in reference to this base and positive v_{op} and v_{sp} correspond to trenchward motion. We draw an idealized North (N^*) for comparison with the Andean margin. b) Geometry of plates at final time ($T = 81$ Ma). Blue-to-red color scale display the second invariant of deviatoric stresses in plates and magenta lines are the streamlines of in-plane horizontal mantle flow at 400 km depth.

In the fluid, vertical boundaries are open, the bottom base is closed and the top boundary is free-slip. The distance between the lateral vertical boundaries of the plates and those of the upper mantle fluid domain is $D_{lat} = 1500$ km which is found large enough so that boundary effects are negligible.

We account for an oblique subduction at angle $\alpha = 30^\circ$. Kinematic conditions on lithospheric plates are chosen so that first, they match the average motion of the Nazca and South American plates, and second, they stand within the range that leads to slab folding over the 660 km depth discontinuity [Gibert et al., 2012]. All mechanical parameters are reported in Table IV.1.

Tableau IV.1 – Mechanical parameters.

Parameters	Values
Plate density, ρ_l	3200 kg.m ⁻³
Plate viscosity η_l	10 ²⁴ Pa.s
Young Modulus, E	5.10 ¹⁰ Pa
Poisson ratio, ν	0.25
Plate interface friction μ	0.015
Plate/660 km contact friction	0.2
Mantle density, ρ_a	3150 kg.m ⁻³
Mantle viscosity, η_a	10 ²⁰ Pa.s
Gravity, g	9.81 m.s ⁻²
Overriding Plate velocity, v_{op}	1.6 cm.yr ⁻¹
Subducting Plate velocity, v_{sp}	2.9 cm.yr ⁻¹

2.3 Results

We display the system’s final state after 81 Ma in fig. IV.23b (mantle flow during the whole experiment is provided in supplementary material). This moment illustrates the beginning of slab rollback following the end of a folding cycle, which generates a toroidal return flow around the slab edges (see streamlines in fig. IV.1b). This flow is in broad agreement with previous 3D mantle flow studies [Funiciello et al., 2006; Kincaid et Griffiths, 2004; Schellart et Moresi, 2013], and its detailed description around an oblique subduction zone where the slab folds periodically will be presented in upcoming work.

We first study the relation between slab dip and stress pattern in the overriding plate during a folding cycle.

As the subducted plate folds over the 660 km depth discontinuity its dip varies in time [Cerpa et al., 2014; Gibert et al., 2012; Guillaume et al., 2009]. Subsequent variations in stress regime of the overriding plate (OP) have been analyzed in two dimensional models elsewhere [Cerpa et al., 2014; Gibert et al., 2012]. We aim here at studying this behavior in full 3D oblique convergence.

Variations are periodic and we distinguish four typical steps during a folding cycle :

- Slab rollback before folding,
- Beginning of folding during which the slab curves upwards towards the overriding plate,
- Vertical sinking of the fold,
- Closing of the fold and re-initiation of slab rollback.

IV.2 Relationship between slab dip and topography segmentation in an oblique subduction zone : insights from numerical modeling

We display in fig. IV.24 the slab dip, the orientation of principal deviatoric stresses at the surface of the overriding plate, and the topography at four moments corresponding to the four steps cited above.

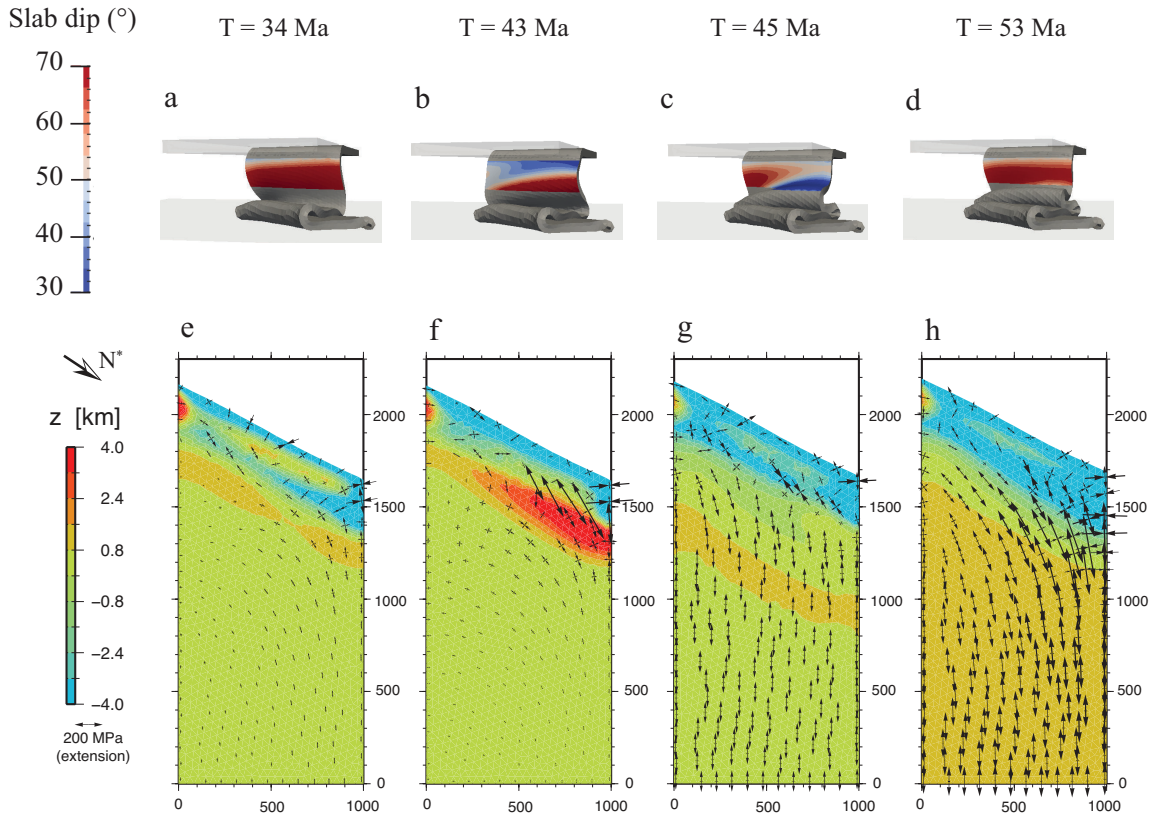


Figure IV.24 – Top figures : Geometry of plates and slab dip (displayed only for depth between 200 and 400 km) represented with the color scale . Bottom figures : Topography (color scale) and crosses of the principal deviatoric stresses in the overriding plate indicating their direction and amplitude.

During rollback at time 34 Ma, the slab is nearly vertical and its dip exceeds 70° over a broad width (parallel to axis y , fig. IV.24a). The OP is in extension and little topography is observed (fig. IV.24e). Far from the trench the stress magnitude is low and the major principal stress remains parallel to the convergence direction (x axis). In the area located in between the trench and 650 km inland, principal stress orientations rotate and increase slightly in intensity.

A new slab fold begins around 43 Ma. At this moment the slab curves forwards i.e. towards the OP. Because of the obliquity, folding does not exactly start at the same moment along the margin and thus the slab dip at a given moment is not equal along strike. Fig. IV.24b displays the slab dip variations along the trench direction at 43 Ma. Near one lateral bound-

dary of the slab, the dip is lower than 30° between 100 and 200 km depth, whereas at the same moment the other lateral boundary presents a subduction angle close to 50° down to 400 km depth (fig. IV.24b). Folding triggers a compressional event in the overriding plate (or at least extension temporarily ceases). An important topography develops 300-400 km away from the trench (fig. IV.24f) reaching a height of 4-5 km along the lateral plate boundary, corresponding to the shallowly dipping slab. This topographic relief extends inland for 200 km, and along a trench-parallel width of 300 km. It narrows as it approaches the other end of the plate boundary, and decreases to a height of only 2 km. Compressional stresses increase and are orientated according to an intermediate direction between the trench and the plate axis.

The slab sinks vertically during its third folding stage at 45 Ma. However, the obliquity generates a delay in this sinking along the margin, and thus a segmentation of the slab dip appears (fig. IV.24c). The vertical (backward) movement of the slab generates a tensile stress regime in the overriding plate, and the positive topography built in the previous stage disappears. At this moment the extensive stresses become oriented parallel to the plate axis (magnitude between 150 and 200 MPa inland). The highest relief shifts inland to about 700 km from the trench, and reduces down to an amplitude of $\simeq 1$ km.

The folding cycle ends around 53 Ma when the fold closes over itself and the slab starts to rollback again. The slab dip increases ($> 70^\circ$) along strike. During this period the overriding plate is subjected to a strong tensile regime which is revealed by the intensity of the principal stresses compared to previous moments (reaching 300 MPa at 500-600 km away from the trench, fig. IV.24h). These principal stresses, parallel to the plate axis far inland, progressively rotate as they approach the forearc area where they tend to align nearly parallel to the trench direction. There is no more significant topography in the overriding plate.

Except during the vertical sinking of the slab, principal stresses rotate from an orientation parallel to the convergence direction 700 km away from the trench, towards an orientation nearly parallel to the trench as it approaches to 200 km (corresponding to the arc region). Interestingly, the intensity of this stress field also increases in the arc region.

To better understand the deformation of the overriding plate’s surface we represent in fig. IV.25 the temporal evolution of topography, along a fixed line located 350 km away from the trench (see fig. IV.25a). Before the interaction between the slab tip and the 660-km depth discontinuity (around 12 Ma) an important subsidence of the idealized arc region takes place. Then, after this

IV.2 Relationship between slab dip and topography segmentation in an oblique subduction zone : insights from numerical modeling

first contact, the topography varies between a negative low (-3 km) and a positive height (2-5 km) depending on the folding stage. Fig. IV.25b displays two stages of high elevation corresponding to two episodes of slab folding. This elevation exceeds 5 km along one lateral boundary whereas it is only 2 km along the other boundary at the same moment. In between these two stages no positive topography develops since the overriding plate is under a tensile stress regime.

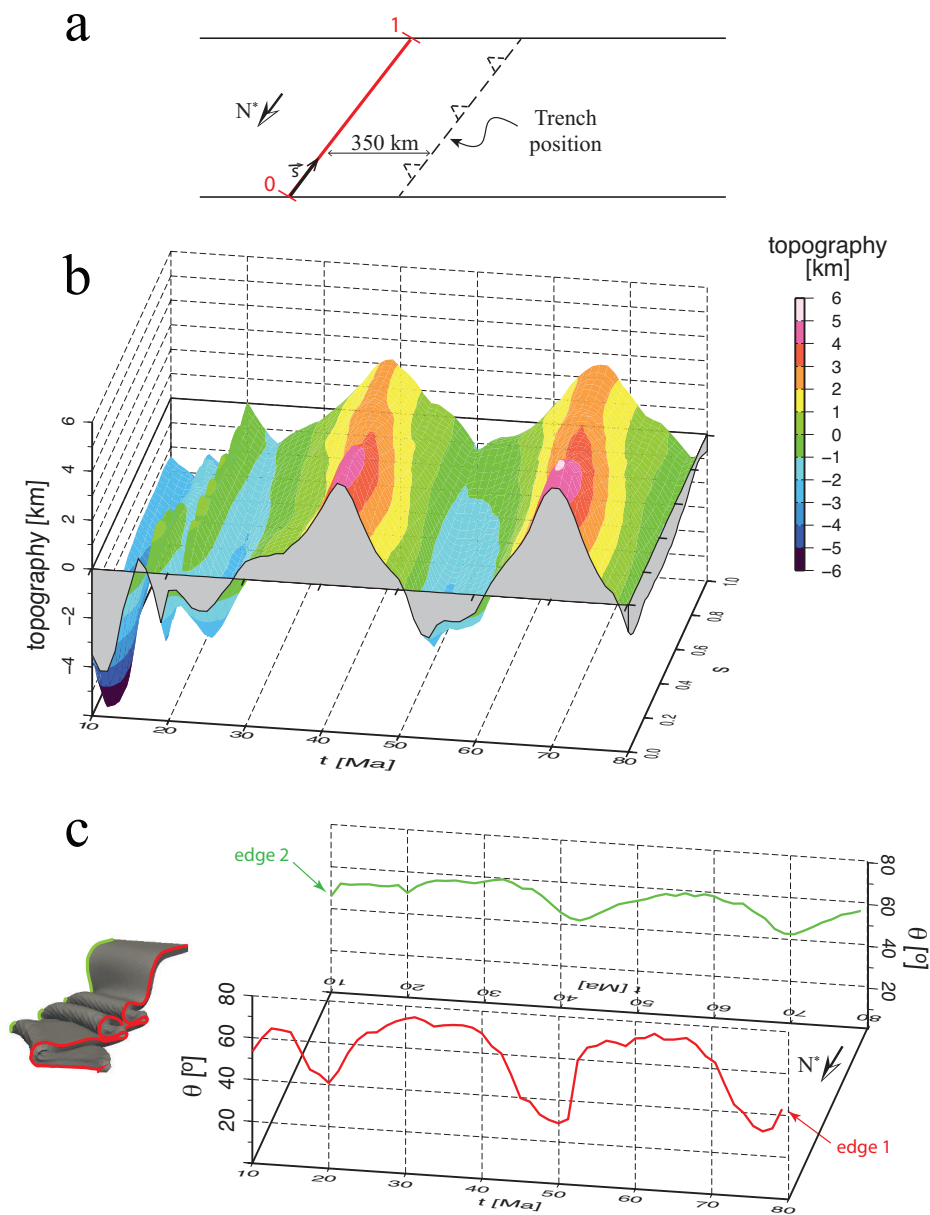


Figure IV.25 – a) Sketched line along which topography in b) is plotted through time, located at 350 km from the trench. b) Evolution of topography versus time along line a). c) Slab dip versus time at the two edges of the slab, averaged between 150 km and 350 km depth

As described above, topography is linked to slab dip. We display in fig. IV.25c the evolution of this dip angle at the two lateral edges of the subducting plate. The amplitude of this evolution is not the same at the two ends. At one edge the slab dip varies from 30° to 70° whereas at the other end it varies only from 40° to 60° . The edge with the greatest variation in slab dip corresponds to the segment of lowest dip during folding and produces the highest topography. Most important, the slab dip reaches its minimum values at both slab edges with a delay of about 8 Ma one with the other, and this means that during folding there will be a segmentation of the subduction angle along strike. Therefore, maximum topography is not achieved simultaneously (see fig. IV.25) along the arc region parallel to the trench. We note that the maximum elevation at the top surface is reached during the compressional event that precedes the minimum slab dip.

2.4 *Discussion and Geodynamic application to the Andes*

The assumption of a kinematically controlled subduction was discussed in previous work [Cerpa et al., 2014; Gibert et al., 2012], and is found pertinent in subduction zones involving a young subducted oceanic plate which’s low negative buoyancy does not corroborate with the idea that slab pull is the dominant driving force. This is the case of the Nazca plate [Müller et al., 2008] particularly if one considers recent re-evaluations of the mean density of oceanic plates [Afonso et al., 2007]. Furthermore, in considering the 660-km discontinuity as an impermeable barrier and within a given range of applied far-field plate motion, the subducting plate is forced to fold (shown in 2D models by Cerpa et al. [2014]; Gibert et al. [2012]). This forced stagnation upon the 660-km discontinuity is a process supported by tomographic images in several subduction zones [Fukao et Obayashi, 2013]. It appears as a transitional step before further slab sinking into the lower mantle, and may be a common behavior of subduction systems [Fukao et Obayashi, 2013].

Slab folding generates variations in time of the subduction dip, changing the state of stresses in the overriding plate and consequently also the surface topography. In 2D models, Cerpa et al. [2014]; Gibert et al. [2012] showed that periods of low slab dip generate periods of compression in the overriding plate, consistent with observations in natural subduction zones [Lallemand et al., 2005]. In contrast, the overriding plate is stretched when the slab sinks freely before its first contact with the 660 km depth discontinuity, and during periods of slab rollback. Extension leads to subsidence of the arc region because of plate/mantle density contrasts [Bonnardot et al., 2008b; Shemenda, 1993]. Similar behavior was obtained in 3D models that we performed assuming orthogonal plate convergence (see Supporting Information). In the present contribution

IV.2 *Relationship between slab dip and topography segmentation in an oblique subduction zone : insights from numerical modeling*

the novelty consists in accounting for oblique convergence, which generates an along strike slab dip segmentation, in time and space. The angle between the convergence direction and the trench axis forces the slab to remain inclined during its sinking into the upper mantle. The difference in slab dip between both ends of the slab thus generates a delay in the development of folds (see fig. IV.25c). At the surface, these folding periods are linked to a maximum elevation (which precedes in time the minimum slab dip), which therefore does not occur at the same moment along the trench-parallel direction (delay of 10-15 Ma).

When the slab dip decreases during the onset of folding, our model shows maximum elevations in the overriding plate varying from about 2 km to more than 4 km from one edge to the other. However, we note that the highest elevation is reached above the location where the slab folds over an already deposited portion of slab. In contrast, the fold below the region of lowest elevation deposits directly over the 660 km discontinuity. Thus, slab dip amplitude may increase (or decrease) due to this geometrical feature. We point out that this feature only influences the segmentation of topography by increasing the differences in maximum elevation height at identical moments along the margin.

An interesting further study would be to test a similar setup in which the slab could penetrate into the lower mantle. Cyclic slab folding could then turn into slab buckling within the transition zone as predicted by analytic studies [Ribe et al., 2007] and 2D numerical models [Čížková et Bina, 2013; Lee et King, 2011].

Plate kinematics reconstructions for the Andes have provided estimations of convergence directions since the late-Cretaceous [Pardo-Casas et Molnar, 1987; Somoza et Ghidella, 2012], and indicate a stable obliquity of 20-25° since 35 Ma, from North (22°S) to South (40°S) Chile [see Haschke et al., 2006, and references therein]. In contrast before in the Eocene (34-50 Ma), the obliquity was about 40° at the same locations. Therefore, the obliquity angle of 30° assumed in our model appears comparable to that of the Andes.

We note in our model, 1) that our imposed convergence velocity is lower than estimates for the Andes during the Cenozoic [Pardo-Casas et Molnar, 1987; Somoza et Ghidella, 2012], and 2) that we have used a relatively narrow plate width (1000 km). However for 1), Gibert et al. [2012] demonstrated that a faster convergence of the overriding plate mainly decreases the period in between two folding events. And for 2), alternative 3D models not presented here show that increasing the width of plates only increases the time-delay in between slab dip variations (given the same kinematics).

In our model, the principal stresses displayed in fig. IV.24 show stress partitionning in the overriding plate, with a broad region displaying increasing values and rotating directions of the maximum shear stress. We expect this shear component to be accommodated by long-term trench parallel permanent structures in nature, and this is indeed the case of the Liquiñe–Ofqui Fault Zone in the Southern Andes and the Atacama fault zone in Northern Chile [Cembrano et al., 2007].

Along the straight margin segment of the Central Andes from 18°S to 30°S southward, the mountain belt remains at a constant average height of 5 km, but its width diminishes. Along this 1000-km portion of the plate-margin, the slab dip decreases by about 10° from 30° beneath southern Peru to less than 20° southward [Isacks, 1988]. Our results are in contradiction with these observations, since our model generates an increasing slab dip and a decreasing topography from North to South. Therefore other factors than oblique convergence must control mountain building in this area. If now we consider the 1000-km long plate-margin further south from 33.5°S down to ~43°S, surface elevation continues to decrease down to an average of 2 km [Ramos, 2005], while the slab dip steepens. This observation is now consistent with our model results, suggesting a role of convergence obliquity and slab folding.

The Andean margin is characterised by two flat-slabs, the first around 15°S in Peru, correlated with the subduction of the Nazca ridge, and the second around 33°S in Chile, correlated with the Juan Fernandez ridge. The subduction of buoyant oceanic ridges is now well identified as being able to cause horizontal subduction [Gutscher et al., 2000; Van Hunen et al., 2002b] and increased shortening and uplift within the overriding plate [e.g. Espurt et al., 2008]. Analogue models indicate elevations up to ca. 7 km during the horizontal subduction of a ridge 250 km large, which was compared to the effect of the Nazca ridge in Peru [Martinod et al., 2013]. However, the buoyancy of the Juan Fernandez ridge remains problematic [Marot et al., 2014], and in a more general frame-view, horizontal subduction is also attributed to other factors [Cerpa et al., 2014; Gerbault et al., 2009; Haschke et al., 2006; O’Driscoll et al., 2012; Skinner et Clayton, 2013; Van Hunen et al., 2002b].

Along strike variations in shortening and mountain height throughout the Andes are also attributed to climatic and rheological variations. A dry climate in the North maintains high inter-plate friction, a strong stress field and high topography, whereas the humid conditions in the South help lubricate the plate interface and require less gravity counterbalance [Lamb et Davis, 2003]. Variations in internal strength of the accreted terranes that compose the South American

IV.2 Relationship between slab dip and topography segmentation in an oblique subduction zone : insights from numerical modeling

plate are also likely to explain differential modes of shortening [e.g. [Gerbault et al., 2009](#)]. In our models in fact, we have assumed a homogeneous intraplate friction coefficient along the trench, and homogeneous visco-elastic plates. A numerical study accounting for all the involved parameters in 3D remains to be conducted in order to decipher their relative contribution.

Along the South American margin, broad areas and long standing periods of enhanced compression/extension cannot be solely explained by ridge subduction [[Cembrano et al., 2007](#)]. Nevertheless variations in subduction dip do seem to be involved [[Folguera et Ramos, 2011](#); [Ramos, 2009](#)]. The segmentation obtained here with our mechanical model of slab folding in the mantle transition zone may explain episodic changes in subduction dip and stress regime along the meridional Andes. Unfortunately tomographic data imaging of the behavior of the Nazca plate in the mantle transition zone still lack resolution [e.g. [Fukao et Obayashi, 2013](#); [Scire et al., 2014](#)].

2.5 Summary and conclusion

With a 3D mechanical approach we have obtained a process of oblique subduction that could partially explain the segmentation of topography along the Andes. The results point to a strong relationship between along-strike variations in slab dip and variations in elevation of the overriding plate. The model also displays deformation partitioning, occurring in the arc area along the plate margin.

Amongst the perspectives into future modeling of oblique subduction, the effects of interplate friction remain to be studied, and the incorporation of brittle-plastic behavior will allow to study the localisation of deformation. Temperature-dependent rheologies, surface processes, and a permeable transition zone shall also help in better characterizing the long-term evolution of the Andes. A retroaction of internal driving forces onto plate boundary motion [e.g. [Quinteros et Sobolev, 2013](#)] deserves to be explored further, in 3D. Effects of mantle viscosity [e.g. [Cerpa et al., 2014](#)], particularly when the plates are large [[Schellart et al., 2007](#)] also remains to be studied.

Supplementary Information

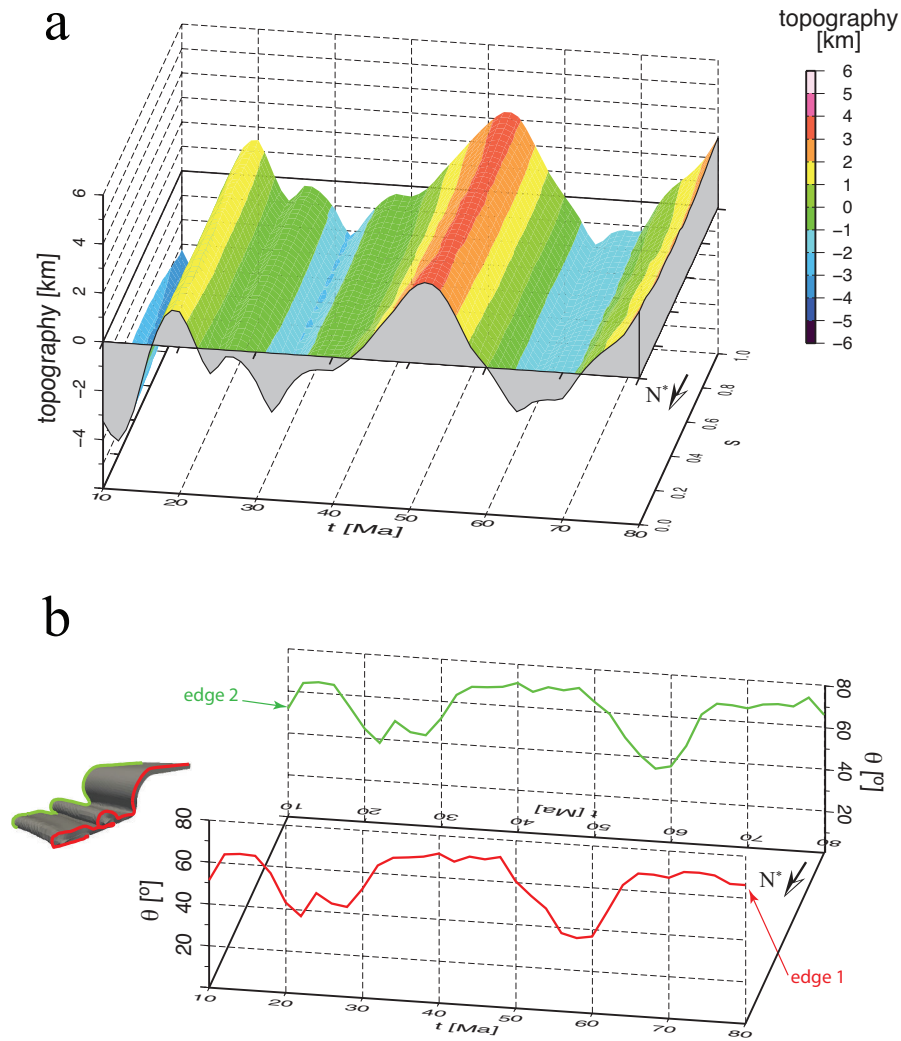


Figure IV.26 – Orthogonal convergence model. a) Evolution of topography versus time along a line located inland at 350 km from the trench. b) Slab dip versus time at the two edges of the slab, averaged between 150 km and 350 km depth.

Conclusion générale et perspectives

L'objectif principal de ce projet de thèse était de développer une méthode numérique pour modéliser l'interaction entre des plaques lithosphériques solides et un manteau fluide, dans une zone de subduction à l'échelle de plusieurs dizaines de millions d'années.

D'un point de vue rhéologique, étant donné les temps caractéristiques des déformations considérées, nous modélisons les plaques comme des corps viscoélastiques et le manteau comme un fluide newtonien. Les échelles de temps et d'espace mises en jeu impliquent également de grands déplacements et de grandes déformations de la plaque immergée dans le manteau.

Les méthodes classiques de couplage solide-fluide sont basées sur une formulation lagrangienne du problème solide et une formulation eulérienne du problème fluide. Une stratégie simple pour la résolution numérique d'un tel problème consiste à discrétiser les deux domaines, solide et fluide, avec des maillages conformes aux interfaces. Or, dans les applications visées, le corps solide immergé se déplace et subit de grandes déformations qui rendent cette méthode difficilement utilisable. Par conséquent, un couplage basé sur une méthode de domaines fictifs pour la résolution du problème fluide a été préférée. En effet, avec cette méthode, la résolution du problème fluide s'effectue sur un domaine plus grand, typiquement sur une grille eulérienne, et la frontière immergée du solide ne coïncide pas avec une des frontières du maillage fluide.

Dans la méthode de domaines fictifs que nous avons développée, la connaissance de la vitesse solide en certains points de la frontière immergée du solide (les nœuds externes du maillage solide) permet de calculer l'écoulement du fluide et ainsi de récupérer les forces visqueuses sur cette frontière. Un schéma temporel semi-explicite est utilisé pour réaliser le couplage entre les deux solveurs et assurer la stabilité du calcul.

La méthode a été validée par la comparaison avec des solutions analytiques dans le cadre du couplage entre un solide indéformable et un fluide visqueux. Dans un autre cadre de couplage entre un solide déformable et un fluide visqueux, nous avons comparé nos résultats avec ceux obtenus par d'autres méthodes de couplage. Deux limites majeures de la méthode ont été relevées :

- Il existe une restriction entre la taille des éléments du maillage volumique du domaine fluide et la taille des éléments du maillage de surface du corps immergé. Dans les applications à l'étude d'un système de subduction, ceci est problématique lorsque le maillage se déforme de manière importante, provoquant un rapprochement des nœuds de la frontière immergée. Pour faire face à ce problème nous avons recouru, dans les modèles 2D, à une technique de remaillage du domaine solide. La diffusion numérique d'erreur n'a pas été étudiée.
- Lorsque la viscosité du fluide devient trop importante (par rapport celle d'un solide visco-élastique par exemple), le couplage peut devenir instable.
- Le temps de calcul peut devenir très important en 3D. Si n_{sf} est le nombre de nœuds immergés dans un fluide discrétisé par un maillage comportant N nœuds ($n_{sf} \ll N$), à chaque pas de temps de couplage, la résolution du problème implique la résolution de n_{sf} systèmes linéaires de taille $N \times N$.

Nous avons mené une étude paramétrique dans un contexte bidimensionnel pour analyser l'influence de la rhéologie des plaques (viscosité et module de Young), la cinématique des plaques et la viscosité du manteau sur la dynamique d'une subduction contrôlée par les vitesses aux limites des plaques. L'étude a été focalisée sur le mécanisme de plissement périodique du panneau plongeant induit par l'ancrage de celui-ci sur la discontinuité à 660 km de profondeur. Nous avons confirmé le rôle important de la cinématique et de la résistance de la plaque supérieure dans le mode de dépôt du slab sur la discontinuité à 660 km. Nous avons montré qu'une plaque supérieure peu visqueuse permet de reproduire des modes de subduction libre malgré l'imposition de vitesses aux plaques. Toutefois, une comparaison plus avancée des résultats de nos modèles avec des travaux antérieurs sur les styles de dépôt considérant des plaques libres est limitée du fait des différences dans les conditions aux limites. Un travail supplémentaire est envisagé pour prolonger cette étude afin de relier les critères cinématiques, les paramètres rhéologiques et les styles de subduction en considérant à la fois des subductions libres et des subductions contrôlées par les vitesses des plaques.

Les plissements du panneau plongeant induisent des variations de pendage de celui-ci et génèrent des variations de l'état de contrainte de la plaque supérieure. Nous proposons que ce

mécanisme puisse contribuer à la dynamique des bassins d'arrière-arc et à la formation de relief. Nous nous sommes particulièrement intéressés à la subduction andine pour laquelle divers travaux ont mis en évidence la cyclicité du régime tectonique depuis environ 100 Ma, associée à la formation épisodique de subductions horizontales. Avec le modèle de plissements du slab, nous avons obtenu, pour des viscosités du manteau de $3\text{-}5 \cdot 10^{20}$ Pa.s, des périodes de variations de régime tectonique dans la plaque supérieure de l'ordre de 30-40 Ma proches des périodes connues pour la subduction andine. Des subductions horizontales à 100-150 km de profondeur sont également générées par les plissements à condition, toutefois, que la plaque plongeante soit assez résistante. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication parue à *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* [Cerpa et al., 2014].

Le modèle considéré pour les plaques (viscoélasticité de Maxwell) génère des contraintes déviatoriques supérieures à 3 GPa dans les parties les plus fléchies à 400-500 km de profondeur. Par conséquent, la prise en compte d'une rhéologie dépendante de la température et de la déformation sur le mécanisme de plissement de la plaque plongeante est un projet de travail à envisager.

Il est à noter que de faibles rapports de viscosité entre le manteau et les plaques ($< 10^3$) peuvent générer des instabilités de notre méthode de couplage. Aussi, une stratégie de stabilisation de la méthode de domaines fictifs peut s'avérer nécessaire.

Finalement, des modèles en trois dimensions ont été réalisés. Ils illustrent le caractère non-stationnaire de l'écoulement dans le manteau autour d'une subduction où ont lieu des plissements du panneau plongeant. Nous avons notamment décrit la variation de la localisation des flux mantelliques ascendants au cours des cycles de plissements.

Nous avons également effectué des modèles de subduction oblique qui montrent une variation du pendage moyen du slab dans la direction parallèle à la fosse, ce qui génère une segmentation de la topographie de la plaque supérieure en surface. Nous proposons que l'obliquité de la convergence ait pu produire des variations de pendage de la plaque Nazca et ait ainsi pu contribuer à la différence d'altitude observée dans les Andes actuelles entre 33°S et 43°S. Ces travaux ont été soumis pour publication à *Geophysical Research Letters*.

Une étude incluant d'autres effets, tels que l'entrée en subduction de plateaux océaniques, la variation latitudinale de l'âge de la plaque plongeante, ou encore la variation nord-sud des propriétés frictionnelles de l'interplaque reste à effectuer. Enfin, une parallélisation du solveur fluide serait nécessaire pour rendre les modèles 3D plus efficaces.

Annexe 1

A fictitious domain method for lithosphere - asthenosphere interaction : Application to periodic slab folding in the upper mantle

Article paru dans *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*

Résumé

Nous présentons une nouvelle approche pour l'étude de l'interaction lithosphère-asthénosphère dans les zones de subduction. La lithosphère est considérée comme un corps viscoélastique de Maxwell immergé dans l'asthénosphère visqueuse. Les deux domaines sont discrétisés par la méthode des éléments finis, et une stratégie de couplage partitionné est utilisée. L'interaction est basée sur une méthode de maillage non-conforme aux interfaces appelée méthode de domaine fictifs. Nous décrivons une formulation simplifiée de cette technique numérique et présentons des exemples et des validations en 2D. Nous étudions l'influence de la viscosité du manteau sur la cyclicité des plissements du panneau plongeant dans la zone de transition à 660 km de profondeur. Des études, numériques et analogiques, ont montré qu'une telle cyclicité est contrôlée par la cinématique de la plaque plongeante et de la plaque chevauchante lorsque la discontinuité à 660 km de profondeur est modélisée comme une frontière imperméable. Dans la présente étude, nous imposons des vitesses aux plaques en champ lointain correspondant aux vitesses actuelles des plaques sud-américaine et Nazca. Nos modèles montrent que la viscosité de l'asthénosphère influence la cyclicité de plissement et par conséquent le pendage du panneau plongeant ainsi que le régime tectonique de la plaque supérieure. Des valeurs de viscosité du manteau comprises 3 et $5 \cdot 10^{20}$ Pa.s reproduisent des cycles de 30-40 Ma similaires à ceux identifiés dans les Andes (basés sur des marqueurs magmatiques et sédimentologiques). De plus, nous discutons de la formation de portions de subduction horizontales induite par les plissements périodiques, et, nous proposons ainsi un nouveau mécanisme de formation de *flat-slabs* sous la plaque sud-américaine.



RESEARCH ARTICLE

10.1002/2014GC005241

Key Points:

- Fluid-solid coupling method
- Lithosphere-asthenosphere interaction
- Periodic slab folding on the 660 km discontinuity

Correspondence to:

N. G. Cerpa,
nestor.cerpa@geoazur.unice.fr

Citation:

Cerpa, N. G., R. Hassani, M. Gerbault, and J.-H. Prévost (2014), A fictitious domain method for lithosphere-asthenosphere interaction: Application to periodic slab folding in the upper mantle, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 15, doi:10.1002/2014GC005241.

Received 15 JAN 2014

Accepted 10 APR 2014

Accepted article online 15 APR 2014

A fictitious domain method for lithosphere-asthenosphere interaction: Application to periodic slab folding in the upper mantle

Nestor G. Cerpa¹, Riad Hassani¹, Muriel Gerbault¹, and Jean-Herve Prévost²
¹Géoazur, UMR 7329, CNRS, IRD, Observatoire de la Côte d'Azur, Université de Nice Sophia-Antipolis, Valbonne, France,

²Department of Civil and Environmental Engineering, Princeton University, Princeton, New Jersey, USA

Abstract We present a new approach for the lithosphere-asthenosphere interaction in subduction zones. The lithosphere is modeled as a Maxwell viscoelastic body sinking in the viscous asthenosphere. Both domains are discretized by the finite element method, and we use a staggered coupling method. The interaction is provided by a nonmatching interface method called the fictitious domain method. We describe a simplified formulation of this numerical technique and present 2-D examples and benchmarks. We aim at studying the effect of mantle viscosity on the cyclicity of slab folding at the 660 km depth transition zone. Such cyclicity has previously been shown to occur depending on the kinematics of both the overriding and subducting plates, in analog and numerical models that approximate the 660 km depth transition zone as an impenetrable barrier. Here we applied far-field plate velocities corresponding to those of the South-American and Nazca plates at present. Our models show that the viscosity of the asthenosphere impacts on folding cyclicity and consequently on the slab's dip as well as the stress regime of the overriding plate. Values of the mantle viscosity between 3 and 5×10^{20} Pa s are found to produce cycles similar to those reported for the Andes, which are of the order of 30–40 Myr (based on magmatism and sedimentological records). Moreover, we discuss the episodic development of horizontal subduction induced by cyclic folding and, hence, propose a new explanation for episodes of flat subduction under the South-American plate.

1. Introduction

Seismic tomography provides a present-day image of subducting plate geometries throughout the Earth's mantle [Rubie and Van der Hilst, 2001; Fukao and Obayashi, 2013]. Analytical studies have unraveled the primary driving forces and parameters that control such geometries [e.g., Forsyth and Uyeda, 1975], yet many variations remain unexplained. In order to fully understand the dynamics of subduction zones, their temporal evolution can only be tackled with numerical, analog, and statistical approaches. Current subduction zone data such as plates velocity, trench motion, back-arc deformation, and slab dip were gathered in order to reveal statistical correlations between these parameters [Jarrard, 1986; Heuret and Lallemand, 2005; Lallemand et al., 2005]. Heuret and Lallemand [2005] found a general relationship between upper-plate velocity and back-arc deformation. Nevertheless, they pointed out a potential role of mantle flow in the relative motions between subducting and overriding plates, and the forces acting on them. Asthenospheric flow data being poorly constrained, modeling studies complement our understanding of asthenosphere-lithosphere interactions in subduction zones.

Without disregarding the importance of analog models, we focus here on numerical models. Such models are numerous and can be classified according to their main assumptions. Some consider a mantle convection approach, whereby the dynamic system is mainly controlled by slab-pull, which drives the sinking of the subducted slab deeper into the mantle [Stegman et al., 2006; Morra and Regenauer-Lieb, 2006; Capitanio et al., 2010; Stegman et al., 2010; Li and Ribe, 2012]. Others consider a plate tectonic approach, whereby kinetic conditions constrain lithospheric displacements [Christensen, 1996; Shemenda, 1993; Čížková et al., 2002; Zlotnik et al., 2007; Gibert et al., 2012]. Our approach for modeling the dynamics of subduction zones belongs to this second class and is similar to that of Hassani et al. [1997] and Gibert et al. [2012]. Boundary kinematic conditions are imposed at the far edges of the plates, and a density contrast between the lithosphere and the underneath mantle generates the slab-pull. The interaction between the subducting and the overriding plates is modeled, as well as the interaction with an impenetrable discontinuity at 660 km depth separating the upper and lower mantle. Nonetheless, Hassani et al. [1997] and Gibert et al. [2012] have not taken into account the mantle

viscous drag because of the numerical difficulties in coupling the physics of two rheologically different deformable bodies. The present study was motivated by the aim to test the role of mantle viscosity on their results.

Subduction dynamics, like other geodynamic problems, can be viewed as a competent body embedded in a more deformable medium. From a mechanical point of view, modeling this solid-fluid interaction requires coupling of two physically distinct domains. Usually this kind of problem, which is widespread in many fields (industry, biomedical research, civil engineering, etc.), is solved with common discretization methods, such as the Finite Element Method (FEM), Finite Differences, or Finite Volumes, which allow to solve partial differential equations (PDE) in an approximated form.

Intuitively, we could consider the exact discretization of both domains in order to solve the interaction problem, i.e., we have to fit as well as possible the shape of the interface between the two domains. This strategy was used in *Bonnardot et al.* [2008a] for the lithosphere-asthenosphere interaction, where the fluid and the solid domains are exactly meshed and their joined discrete problem is solved with FEM. As a consequence, the solid's displacements (and deformation) lead to fluid mesh distortion, and a remeshing technique is needed. This last procedure is computationally expensive. Moreover, in a subduction context, the lithosphere is submitted to large deformation and can acquire a complex geometry [e.g., *Gibert et al.*, 2012].

To alleviate the precise meshing of complex geometries, numerical modelers have developed the so-called Fictitious Domain Methods (FDM), also known as "domain embedding methods," whose name was introduced by *Saul'ev* [1963]. The first application of these methods in fluid-solids problems was credited to *Peskin* [1972] who modeled heart blood flow. The main idea is to extend the initial problem to a bigger (and simpler) domain, aiming for a simpler mesh to solve the given PDE discretized problem. Generally, the initial domain is "embedded" in a Cartesian grid. Many FDM have been developed to solve all types of physical problems. In fluid modeling (Stokes or Navier-Stokes), one can quote the immersed boundary method [*Peskin*, 1972; *Lai and Peskin*, 2000], the immersed interface method [*LeVeque and Li*, 1994], the fat boundary method [*Maury*, 2001], the Lagrange multiplier fictitious domain [*Glowinski et al.*, 1995], and the distributed Lagrange multiplier method [*Glowinski et al.*, 1999]. To our knowledge, these kinds of solid-fluid coupling methods have not yet been used in geodynamics. Thus, starting from the Lagrange multiplier fictitious domain, we propose here a simple formulation of a nonmatching interface method.

We developed this new fluid-solid coupling method, using the finite element code ADEL for the solid problem [*Hassani et al.*, 1997; *Chéry et al.*, 2001] and another standard FEM solver for viscous flow, in order to explore the influence of mantle viscosity on subduction cyclicity. Such cyclicity was revealed by numerical [*Gibert et al.*, 2012] and analog [*Heuret et al.*, 2007] models to depend on a specific relationship between plate kinematics, e.g., far-field velocities of the overriding and subducting plates. Other analog and numerical models simulating freely sinking plates have also produced slab folding on the 660 discontinuity, depending on plate-mantle viscosity and thickness ratios [*Schellart*, 2008] or on the Stokes buoyancy and effective viscous rigidity of plates [*Stegman et al.*, 2010]. In the present study, we only aim at validating our method and at testing the effect of mantle viscosity on the results obtained by *Gibert et al.* [2012], for a given set of plate density, rheology, and thickness. The assessment of all rheological parameters and boundary conditions that control the dynamics of subduction zones remains out of our present scope.

This paper is structured as follows. First we recall the mechanical and numerical formulations of both the solid and the fluid modeling approaches. We detail in section 3 the coupling problem in continuous and discrete terms and present our new simplified fictitious domain method. In section 4, we present some benchmarks and examples. Then, in section 5, we present our parametric study of the effect of mantle viscosity on subduction cyclicity taking as example the kinematic conditions corresponding to the Andes. In section 6, we briefly discuss our results with respect to "free subduction" scaling analyses. We propose that subduction cyclicity may explain repeated episodes of flat subduction observed along the Andes and how it may also potentially retroact on far-field plate motion. Finally, we present our conclusions and prospects for future work.

2. Mechanical Modeling and Numerical Formulation

As in *Morra and Regenauer-Lieb* [2006] and *Bonnardot et al.* [2008b], the lithosphere-asthenosphere system is viewed as a solid-fluid interaction problem where, for reasonable viscosity contrasts, the lithospheric plates behave as solid bodies which are partially or totally immersed in a viscous fluid, namely, the

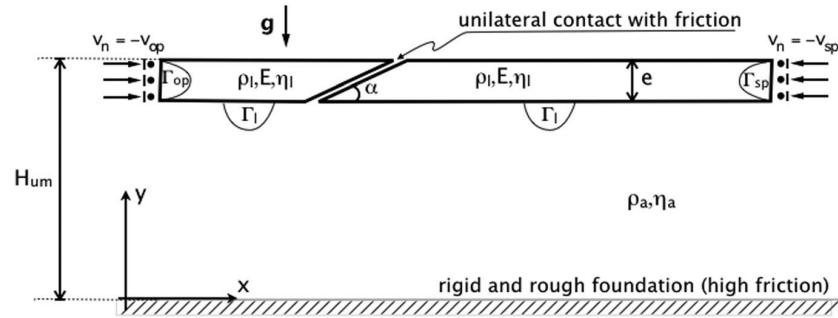


Figure 1. Physical model at initial time with boundary conditions on the solid. The upper mantle-lower mantle boundary is modeled as an impermeable barrier on which the slab will anchor with a sufficiently high friction. Plate boundary velocities are expressed in reference to this bottom boundary, and positive values of v_{op} and v_{sp} correspond to trenchward motion.

asthenospheric mantle. In this first section, we provide the governing equations which are used to model the mechanical evolution of each solid and fluid domain and how both interact. We will further detail the fluid-solid interaction in section 3, which is the technical novelty of the present paper.

2.1. Governing Equations

2.1.1. Solid Lithospheric Plates

The governing equations for the quasistatic evolution of lithospheric plates occupying a physical domain $\Omega \subset \mathbb{R}^2$ are

$$\begin{cases} \text{div } \sigma + \rho_l \mathbf{g} = \mathbf{0} & \text{in } \Omega_l, \\ \frac{D\sigma}{Dt} = \mathcal{M}(\sigma, \mathbf{d}) & \text{in } \Omega_l, \end{cases} \quad (1)$$

where σ is the Cauchy stress field, \mathbf{g} is the vector of gravity acceleration, ρ_l is lithospheric density, $\mathbf{d} = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)$ is the Eulerian strain rate tensor, and \mathbf{u} the velocity field. $D\sigma/Dt$ stands for an objective time derivative and \mathcal{M} represents a general constitutive law. We assume in this study a simple elastic or viscoelastic Maxwell behavior

$$\mathcal{M}(\sigma, \mathbf{d}) = 2G\mathbf{d} + \lambda \text{tr } \mathbf{d} \mathbf{I} - \frac{G}{\eta} \text{dev } \sigma \quad (2)$$

where tr and dev are, respectively, the trace and deviatoric parts of a second-order tensor, \mathbf{I} is the identity tensor, λ and G are the Lamé parameters, and η is the viscosity coefficient.

Moreover, plate-plate and plate-rigid foundation interactions are modeled with the following conditions:

$$\begin{cases} \delta \dot{u}_n \leq 0, \sigma_n \leq 0, \delta \dot{u}_n \sigma_n = 0 & \text{on } \Gamma_c, \\ |\sigma_t| \leq -\mu \sigma_n \text{ if } \delta \dot{u}_t = 0 & \text{on } \Gamma_c, \\ \sigma_t = \mu \sigma_n \frac{\delta \dot{u}_t}{|\delta \dot{u}_t|} \text{ if } \delta \dot{u}_t \neq 0 & \text{on } \Gamma_c, \end{cases} \quad (3)$$

where $\delta \dot{u}_n$ and $\delta \dot{u}_t$ are, respectively, the normal and tangential components of the relative velocity between two points in contact and μ is the friction coefficient. The normal components on the contact interface Γ_c are computed according to the outward normal vector. The first line of the equation (3) corresponds to the Signorini relations (no interpenetration, no attraction, and complementary condition) while the two remaining lines describe the Coulomb friction law. In addition, boundary conditions are imposed as velocity or stress components on parts of the solid domain boundary $\partial\Omega_l$. Figure 1 summarizes the solid model.

2.1.2. Fluid Asthenospheric Mantle

The stationary Stokes problem

$$\begin{cases} \text{div } \tau - \nabla p + \rho_a \mathbf{g} = \mathbf{0} & \text{in } \Omega_a, \\ \text{div } \mathbf{v} = 0 & \text{in } \Omega_a, \end{cases} \quad (4)$$

is used to compute, at a given time t , the velocity field \mathbf{v} , the pressure p , and the viscous stress $\boldsymbol{\tau} = \eta_a(\nabla\mathbf{v} + \nabla\mathbf{v}^T)$ in the fluid domain Ω_a , knowing the viscosity η_a , the density ρ_a , and a set of boundary conditions. The latter are expressed as velocity or stress components on a portion of the boundary of the fluid domain $\partial\Omega_a$.

2.1.3. Solid-Fluid Interaction

The continuity of the traction vector is required (action-reaction principle), on the interface Γ_{la} shared by the solid (lithosphere) and by the fluid (asthenosphere). Because of the viscosity, the fluid and the solid are perfectly glued to each other, which also implies the continuity of the velocity field on Γ_{la}

$$\begin{cases} \mathbf{v} = \dot{\mathbf{u}} & \text{on } \Gamma_{la}, \\ (\boldsymbol{\tau} - p\mathbf{I}) \cdot \mathbf{n} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} & \text{on } \Gamma_{la}, \end{cases} \quad (5)$$

The application of our physical model to subduction systems presents the following restrictions, which are planned to be tackled in future work:

Viscosity and density remain constant in time, since thermal effects are ignored (as well as phase transitions). Consequently, our targeted applications are at the moment only valid for subductions zones that are fast enough compared to their thermal diffusion time scale. Viscosity and density also remain constant or piecewise constant in space since matter is not advected.

The upper-lower mantle interface at 660 km depth is modeled as an impenetrable barrier. The mechanism of slab penetration into the lower mantle is thus ignored.

2.2. Numerical Formulation

2.2.1. Solid Lithospheric Plates

An approximate solution to the continuous problem (1–3) is computed using the Galerkin finite element code ADEL. ADEL has been used in numerous geodynamical applications, for processes at the crustal scale [e.g., Huc *et al.*, 1998; Got *et al.*, 2008] as well as at the lithospheric scale [e.g., Hassani *et al.*, 1997; Chéry *et al.*, 2001; Bonnardot *et al.*, 2008b]. This code belongs to the FLAC family of codes [Cundall and Board, 1988; Poliakov and Podladchikov, 1992] and is based on the dynamic relaxation method.

In order to describe in section 3, our strategy to model the solid-fluid interaction, here we recall the time-discretization of the equilibrium equation (1) used in ADEL. More details about this code, in two and in three dimensions, can be found in Hassani *et al.* [1997] and Chéry *et al.* [2001].

The finite element approximation of the quasistatic equilibrium equation (1) leads to a set of algebraic non-linear equations of the form

$$\mathbf{F}_{int}(\dot{\mathbf{u}}_{qs}, t) + \mathbf{F}_{ext}(\dot{\mathbf{u}}_{qs}, t) = 0 \quad (6)$$

where \mathbf{F}_{int} , \mathbf{F}_{ext} , and $\dot{\mathbf{u}}_{qs}$, vectors in \mathbb{R}^{2N_l} (with N_l the number of nodes in the mesh of Ω), are internal forces, external forces, and nodal velocities, respectively. In the dynamic relaxation method [e.g., Underwood, 1983; Cundall and Board, 1988], the quasistatic solution $\dot{\mathbf{u}}_{qs}$ is approximated by the solution $\dot{\mathbf{u}}$ of a pseudodynamic problem by introducing a user-defined mass matrix \mathbf{M} , an acceleration vector $\ddot{\mathbf{u}}$, and a damping force vector \mathbf{C} . The discrete problem becomes

$$\mathbf{F}_{int}(\dot{\mathbf{u}}, t) + \mathbf{F}_{ext}(\dot{\mathbf{u}}, t) = \mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{C} \quad (7)$$

Thus, when the acceleration and the damping force become negligible compared to the external and the internal forces, the quasistatic solution is reached [Cundall, 1988]. In addition, this method is coupled with an explicit time marching scheme

$$\begin{aligned} \ddot{\mathbf{u}}^{n+1} &= \mathbf{M}^{-1} [\mathbf{F}_{int}^n + \mathbf{F}_{ext}^n - \mathbf{C}^n] \\ \dot{\mathbf{u}}^{n+1/2} &= \dot{\mathbf{u}}^{n-1/2} + \Delta t \ddot{\mathbf{u}}^{n+1} \\ \mathbf{u}^{n+1} &= \mathbf{u}^n + \Delta t \dot{\mathbf{u}}^{n+1/2} \end{aligned} \quad (8)$$

where $\ddot{\mathbf{u}}^{n+1}$ and \mathbf{u}^{n+1} are the nodal acceleration and displacement vectors at time $t^{n+1} = t^n + \Delta t$, respectively, Δt is the time step, \mathbf{M}^{-1} is the inverse mass matrix, \mathbf{F}_{int}^n and \mathbf{F}_{ext}^n are, respectively, the internal and external forces computed at t^n , and $\dot{\mathbf{u}}^{n+1/2}$ is the nodal velocities vector evaluated at time $t^{n+1/2} = t^n + \frac{1}{2}\Delta t$.

The term \mathbf{C} damps the dynamic solution and enforces the convergence toward the quasistatic solution. It is chosen proportional to the out-of-forces balance, and it must thus vanish at the quasistatic equilibrium

$$C_j^n = \alpha_d |(F_{int}^n)_j + (F_{ext}^n)_j| \frac{(\dot{U}^n)_j}{|(\dot{U}^n)_j|} \quad (9)$$

for $j=1, 2, \dots, 2N_f$ and $\alpha_d \in]0, 1]$. In practice, $\alpha_d = 0.5$ or $\alpha_d = 0.8$ appear to be suitable values [see *Cundall*, 1988].

2.2.2. Fluid Asthenospheric Mantle

With regards to the classical stationary Stokes problem (4), the Galerkin finite element method with equal-order interpolant for both velocity and pressure is used. Hence, a stabilized technique based on polynomial pressure projections [*Dohrmann and Bochev*, 2004; *Burstedde et al.*, 2009] is needed. The fluid domain Ω_a is covered by a triangular or quadrilateral mesh of N_a nodes. The resulting discrete system is of the form

$$\mathbf{A} \begin{pmatrix} \mathbf{V} \\ \mathbf{P} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{F} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

with $\mathbf{V} \in \mathbb{R}^{2N_a}$ the nodal velocities vector, $\mathbf{P} \in \mathbb{R}^{N_a}$ the nodal pressures vector, $\mathbf{F} \in \mathbb{R}^{2N_a}$ the nodal external forces, and \mathbf{A} a symmetric $3N_a \times 3N_a$ matrix. Referring to subsequent sections, we can formally express the nodal velocities vector as the solution of a linear system of the type

$$\mathbf{KV} = \mathbf{F}_0. \quad (11)$$

3. Solid-Fluid Coupling: A Fictitious Domain Method

Modeling the interaction of a deformable structure moving in a fluid presents a number of challenging numerical problems. Among them is the way in which to follow the interface Γ_{la} which separates the solid and the fluid domains, and the resulting change in geometry of the fluid domain.

A first option consists in remeshing the fluid domain and was adopted by *Bonnardot et al.* [2008a]. However, this approach is arduous to implement, computationally time consuming, and laborious to deal with when the shape of the fluid domain becomes complex, especially in three dimensions. To alleviate meshing or remeshing efforts of complex domains, the Fictitious Domain Method (FDM) has been implemented in many fields for solving the interaction between two bodies of different physical behavior. FDM had initially been developed for the application of boundary conditions on geometrically complex boundaries [*Saul'ev*, 1963], and in our case, this type of method is also useful to solve the fluid problem on a Cartesian grid.

In the first of the two following subsections, we describe the general formulation of a simplified variation of FDM that we implemented. Then, we detail the numerical strategy adopted to interlock fluid and solid calculations in a stable manner.

3.1. General Formulation

To describe the Fictitious Domain Method (FDM), let us consider a simple linear problem where a scalar physical field v is sought in a domain Ω_a presenting a hole or an inclusion Ω_l of any shape (below we will also name it an obstacle). We name Γ_{la} the boundary of the hole and Γ the external boundary of Ω_a (see Figure 2a). Assuming that the value of v is prescribed on Γ_{la} and Γ , \mathcal{L} is a given linear differential operator, and f is a known function, the linear problem is written

$$\begin{cases} \mathcal{L}(v) = f & \text{in } \Omega_a, \\ v = v_0 & \text{on } \Gamma, \\ v = v_{la} & \text{on } \Gamma_{la}. \end{cases} \quad (12)$$

In the standard finite element approach, the boundary condition on Γ_{la} requires to define a mesh of Ω_a that matches as best as possible the shape of the obstacle. The main idea of the fictitious domain method is to extend the problem into a geometrically less complex domain $\Omega = \Omega_a \cup \Omega_l$ and to enforce the Dirichlet condition $v = v_{la}$ on Γ_{la} by introducing some source terms in (12) (see Figure 2b).

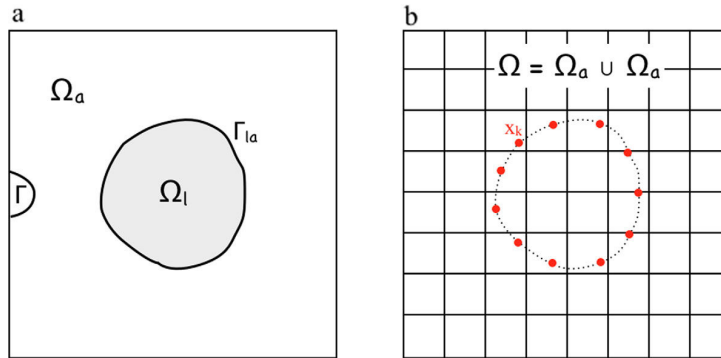


Figure 2. (a) Scheme of the continuous fluid problem with an "obstacle." (b) Scheme of the discrete fictitious domain problem.

In the absence of the obstacle Ω_l , the corresponding discrete finite element expression of the problem takes the form

$$\mathbf{KV} = \mathbf{F}_0 \quad (13)$$

where $\mathbf{V} \in \mathbb{R}^N$ is the vector of nodal unknowns, $\mathbf{F}_0 \in \mathbb{R}^N$ is the vector of nodal loads including the Dirichlet boundary condition on Γ , N is the number of nodes belonging to the mesh of Ω , and \mathbf{K} is the $N \times N$ matrix of rigidity (we suppose \mathbf{K} symmetric and invertible).

Now let $\mathbf{x}_k \in \mathbb{R}^2$ ($k=1, \dots, n_{la}$) be a given set of n_{la} points forming an independent mesh of the immersed boundary Γ_{la} . The finite element approximation of v at each point \mathbf{x}_k reads

$$v(\mathbf{x}_k) = \sum_{i=1}^N \phi_i(\mathbf{x}_k) V_i = (\Phi \mathbf{V})_k \quad (14)$$

where ϕ_i is the interpolation function at node i , V_i is the i th component of \mathbf{V} , and Φ is the $n_{la} \times N$ matrix whose entries are the $\phi_i(\mathbf{x}_k)$ values. To ensure $v(\mathbf{x}_k)$ is close to $v_{la}(\mathbf{x}_k)$ (in a given sense), a source term is added on the right-hand side of (13)

$$\mathbf{KV} = \mathbf{F}_0 + \mathbf{F}(q) \quad (15)$$

where q is an unknown source function defined on Γ_{la} .

Since any given v_{la} distribution may not be consistent with the problem (12) (for instance, in our case the linear problem (12) is the incompressible Stokes problem and v_{la} corresponds to the velocity of the solid boundary which, generally, does not conform with the incompressibility constraint), we proceed with a least squares method

$$\text{minimize } J(q) := \sum_{k=1}^{n_{la}} (v(\mathbf{x}_k) - v_{la}(\mathbf{x}_k))^2 = \|\Phi \mathbf{V} - \mathbf{v}_{la}\|^2 \quad (16)$$

where \mathbf{V} is given by (15) and $\mathbf{v}_{la} = (v_{la}(\mathbf{x}_1), \dots, v_{la}(\mathbf{x}_{n_{la}}))$.

The last step consists of choosing the parametrization of the source function q . The simplest way is to define a ponctual distribution at the n_{la} control points \mathbf{x}_k : $q(\mathbf{x}) = \sum_k q_k \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_k)$, where δ is the Dirac function. In this case, the assembled vector $\mathbf{F}(q)$ is simply given by

$$\mathbf{F}(q) = \Phi^T \mathbf{q} \quad (17)$$

where $\mathbf{q} = (q_1, \dots, q_{n_{la}})$.

Solving the least squares problem (16) for \mathbf{q} gives the $n_{la} \times n_{la}$ linear system

$$\mathbf{kq} = \mathbf{v}_{la} - \mathbf{v}_0 \quad (18)$$

with $\mathbf{k} = \Phi \mathbf{K}^{-1} \Phi^T$ and $\mathbf{v}_0 = \Phi \mathbf{K}^{-1} \mathbf{F}_0$ (which corresponds to the solution of the n_{la} control points in the absence of the obstacle).

We can make the following remarks:

1. When applied to the fluid-solid coupling problem, the physical field v is the fluid velocity vector and $-q$ corresponds to the distributed drag force acting on the immersed solid boundary Γ_{la} . Moreover, if the control points \mathbf{x}_k form a subset of the solid mesh nodes, then the $-q_k$ values determined by (18) are the corresponding nodal forces.
2. Other parametrizations for q are possible but lead to a slightly more complex implementation. If we choose for example q to take the form $q(\mathbf{x}) = \sum_k q_k \psi_k(\mathbf{x})$, where ψ_k are the interpolation functions on the mesh of Γ_{la} , then the resulting nodal source term has to be computed as $\mathbf{F}(q) = \mathbf{\Psi}^T \mathbf{q}$, where $\mathbf{\Psi}_{ki} = \int_{\Gamma_{la}} \phi_i(\mathbf{x}) \psi_k(\mathbf{x}) dx$. Thus, intersections between the mesh of Γ_{la} and the mesh of Ω must be computed beforehand at each time. With this variant, our FDM is closely akin to the Lagrange multiplier fictitious domain of Glowinski *et al.* [1995].

3.2. Numerical Strategy for Implementing Solid-Fluid Coupling

Several approaches exist to tackle problems of fluid-structure interaction [Felippa *et al.*, 2001], ranging from the monolithic ones (in which the solid and fluid subproblems are solved simultaneously as they are formulated in a unique problem) to the staggered ones (in which the subproblems are solved separately and coupled at specific discrete time steps). The second approaches are more flexible since they allow the use of two separate codes and facilitate the use of nonmatching meshes. Our formulation belongs to this second kind and uses a semi-implicit time marching scheme for a stability purpose.

We recall that the solid domain Ω_s is discretized with a finite element mesh containing N_s nodes (with n_{la} nodes on its immersed boundary Γ_{la}), while the mesh of the fictitious fluid domain $\Omega = \Omega_a \cup \Omega_s$ is discretized with N nodes. At a given time t^{n+1} , the solid state is calculated according to (8), in which the force balance is modified to account for the fluid reaction \mathbf{F}_{la} that acts on the n_{la} nodes of the immersed solid boundary Γ_{la} . In a purely explicit coupling procedure, this reaction is evaluated at the previous time step t^n , but unfortunately this easier scheme often turns out to be numerically unstable. The implicit variant improves stability but introduces the unknown reaction \mathbf{F}_{la}^{n+1} at time t^{n+1} . A predictor-corrector-type algorithm is thus used, as follows. First, the solid nodal velocities vector can be expressed by

$$\dot{\mathbf{u}}^{n+1/2} = \dot{\mathbf{u}}_{free}^{n+1/2} + \Delta t \mathbf{M}^{-1} \mathbf{F}_{la}^{n+1}, \quad (19)$$

where $\dot{\mathbf{u}}_{free}^{n+1/2}$ is the predicted nodal velocities vector in the absence of viscous fluid drag

$$\dot{\mathbf{u}}_{free}^{n+1/2} = \dot{\mathbf{u}}^{n-1/2} + \Delta t \mathbf{M}^{-1} [\mathbf{F}_{int}^n + \mathbf{F}_{ext}^n - \mathbf{C}^n]. \quad (20)$$

Equation (19) can obviously be rewritten for the n_{la} nodes of Γ_{la}

$$\dot{\mathbf{u}}^{n+1/2} = \dot{\mathbf{u}}_{free}^{n+1/2} + \Delta t \mathbf{L} \mathbf{M}^{-1} \mathbf{F}_{la}^{n+1}, \quad (21)$$

where $\dot{\mathbf{u}}^{n+1/2} = \mathbf{L} \dot{\mathbf{u}}_{free}^{n+1/2}$, $\dot{\mathbf{u}}_{free}^{n+1/2} = \mathbf{L} \dot{\mathbf{u}}_{free}^{n+1/2}$, and \mathbf{L} is a $n_{la} \times N_s$ Boolean matrix (extraction matrix). The viscous fluid forces \mathbf{F}_{la}^{n+1} acting on the solid mesh are given by

$$\mathbf{F}_{la}^{n+1} = \mathbf{L}^T (-\mathbf{q}^{n+1}) \quad (22)$$

where \mathbf{q}^{n+1} (the source terms) are, according to (18), solution of the linear system

$$\mathbf{k}^{n+1} \mathbf{q}^{n+1} = \dot{\mathbf{u}}^{n+1/2} - \mathbf{v}_0 \quad (23)$$

where $\mathbf{k}^{n+1} = \mathbf{\Phi}^{n+1} \mathbf{K}^{-1} \mathbf{\Phi}^{n+1T}$. Let us recall that this system is “small” regarding to the whole grid size, since it involves only the control nodes of the solid’s boundary.

Inserting (23) and (22) into (21), we obtain the corrected velocities by solving the linear system

$$(\mathbf{k}^{n+1} \mathbf{m} + \Delta t \mathbf{l}) \dot{\mathbf{u}}^{n+1/2} = \mathbf{k}^{n+1} \mathbf{m} \dot{\mathbf{u}}_{free}^{n+1/2} + \Delta t \mathbf{v}_0 \quad (24)$$

where \mathbf{m} is the nodal mass matrix of the n_{la} nodes (recall that \mathbf{M} is diagonal).

Our coupling fluid-solid procedure can be summarized by the following flowchart:

1. Initialization: define the meshes of the initial solid domain Ω_i^0 and of the fictitious (fixed) domain Ω , define the initial solid state $(\mathbf{U}^0, \dot{\mathbf{U}}^0, \sigma^0)$ and the initial fluid state $(\mathbf{V}^0, \mathbf{q}^0=0)$.
2. Assemble and factorize the Stokes matrix \mathbf{K} of the fictitious problem.
3. New time step: $t^{n+1} = t^n + \Delta t$.
4. Prediction stage: compute the predicted solid velocities $\dot{\mathbf{U}}_{free}^{n+1/2}$ from (20).
5. Extract the predicted velocities $\dot{\mathbf{U}}_{free}^{n+1/2}$ at the n_{la} solid boundary nodes of Γ_{la} .
6. Compute the matrix \mathbf{k}^{n+1} and the source terms at the n_{la} control points from (23) using the predicted velocities $\dot{\mathbf{U}}_{free}^{n+1/2}$.
7. Compute the fluid velocities (if desired) by solving the Stokes problem

$$\mathbf{K}\mathbf{V}^{n+1} = \mathbf{F}_0 + \Phi^{n+1T} \mathbf{q}^{n+1}.$$

8. Correction stage: correct the velocities and positions of the n_{la} nodes by solving (24).
9. Update the stress σ^{n+1} of the solid and assemble the new internal and external forces \mathbf{F}_{int}^{n+1} , \mathbf{F}_{ext}^{n+1} , as well as the fluid-solid interaction by (22).
10. $n \leftarrow n+1$ and go to 3.

To resume, the main advantages of the FDM are:

1. To avoid repetitive remeshing in the fluid domain (calculations on a fixed mesh).
2. To handle complex geometries and still be able to use a Cartesian mesh, since the fluid domain has a simple shape.
3. The user can define which points on the solid boundary are coupled with the fluid. "One-way coupling" or "two-way coupling" is easy to handle. For instance in our applications, the top boundaries of solid plates are chosen to remain as free surfaces. This is an important advantage of our coupling method.

However, FDM also has the following disadvantages:

1. As we will see below, our variant of this method is only first-order accurate.
2. The fictitious domain method is only used for the fluid domain. Thus, the Lagrangian description used to resolve the evolution of solid plates still needs a remeshing technique for very large deformation.
3. For each control point in our coupling procedure, we need to compute the product of $\mathbf{K}^{-1}\Phi^T$, leading to a large number of linear systems to solve if their number is important.

4. Benchmarks and Examples

We shall now demonstrate the potential of our new coupling method with a few benchmarks and validations, in two dimensions. We emphasize that our FDM was also implemented in the finite element analysis program DynaflowTM [Prevost, 1981], and some of the following examples were performed and compared with the two codes. We start with the benchmark of an analytical solution for a rigid solid immersed in a fluid (section 4.1) and then move on to problems considering a deformable solid, for which we compare our solution with other numerical solutions (sections 4.2 and 4.3). Then in section 4.4, we tackle the analog subduction experiment by Guillaume *et al.* [2009] which was also used as a benchmark in Gibert *et al.* [2012] and conclude in section 4.5 with a comparison with the community benchmark proposed by Schmeling *et al.* [2008].

4.1. An Analytical Stationary Solution: The Wannier Flow

As a first validation of our FDM in a 2D stationary case, we consider an analytical solution of Stokes flow problem called the Wannier flow [Wannier, 1950; Ye *et al.*, 1999]. It considers the viscous flow around a rigid cylinder rotating with an angular velocity ω near a wall in translation (see Figure 3a). The velocity and the pressure fields are resolved as

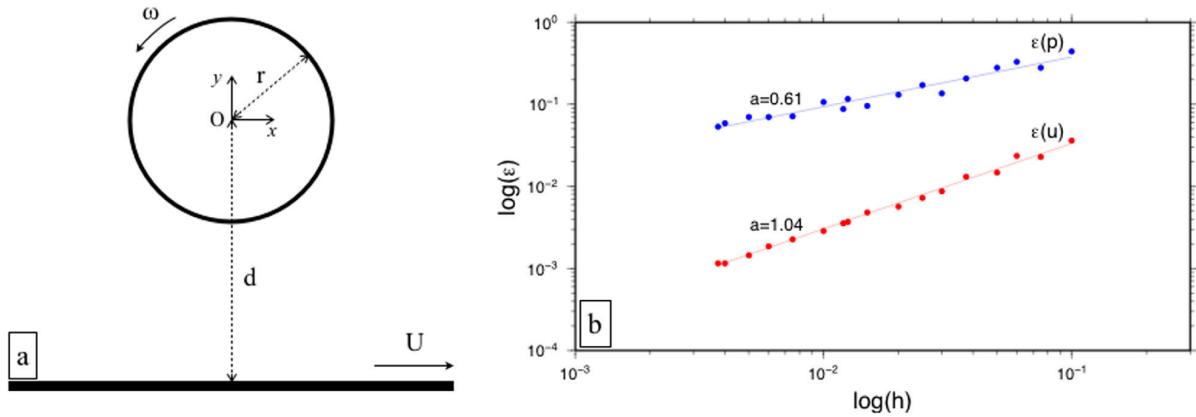


Figure 3. (a) Scheme of the Wannier flow [Wannier, 1950]. (b) L^2 discrete errors of velocity and pressure numerical field as a function of the mesh size h . The slope a of the lines represents the order of convergence for both the velocity and the pressure. The linear convergence is satisfactory regarding the Q1 elements used for the finite element discretization.

$$\begin{aligned}
 u_x &= U - 2(A + F\tilde{y}) \left[\frac{s + \tilde{y}}{\alpha} + \frac{s - \tilde{y}}{\beta} \right] - F \ln \frac{\alpha}{\beta} \\
 &\quad - B \left[\frac{s + 2\tilde{y}}{\alpha} - \frac{2\tilde{y}(s + \tilde{y})^2}{\alpha^2} \right] \\
 &\quad - C \left[\frac{s - 2\tilde{y}}{\beta} + \frac{2\tilde{y}(s - \tilde{y})^2}{\beta^2} \right] \\
 u_y &= 2x \left[(A + F\tilde{y}) \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\beta} \right) - B \frac{\tilde{y}(s + \tilde{y})}{\alpha^2} - C \frac{\tilde{y}(s - \tilde{y})}{\beta^2} \right] \\
 p &= -\eta x \left[B \frac{s + \tilde{y}}{(\kappa + \tilde{y}s)^2} + C \frac{s - \tilde{y}}{(\kappa - \tilde{y}s)^2} + 4F \frac{s\tilde{y}}{\kappa^2 - \tilde{y}^2 s^2} \right]
 \end{aligned}$$

with

$$\begin{aligned}
 s &= \sqrt{d^2 - r^2}, \quad \gamma = (d + s)/(d - s), \quad \tau = \omega r^2 / 2s, \\
 A &= -d(F + \tau), \quad B = 2(d + s)(F + \tau), \quad C = 2(d - s)(F + \tau), \quad F = U / \ln \gamma, \\
 \tilde{y} &= y + d, \quad \alpha = x^2 + (s + \tilde{y})^2, \quad \beta = x^2 + (s - \tilde{y})^2, \quad \kappa = (x^2 + \tilde{y}^2 + s^2)/2
 \end{aligned}$$

where x and y are the Cartesian coordinates in the plane, η is the viscosity of fluid, and other geometrical parameters can be viewed in Figure 3a.

The fluid domain is a square of edge length 1.5 m and is discretized by a regular mesh of size equal to h . We placed at distance intervals h_{cp} a certain amount of control points on the boundary of the cylinder which is placed at the center of the domain. We impose on the fluid domain boundaries the analytical solution that simulates an infinite medium and we impose the mean pressure to be equal to 0.

We produce a convergence diagram (Figure 3b) in which the analytical and numerical solutions for our fictitious domain method are compared, by computing the L^2 discrete error for each field. These results are close to those obtained with other nonmatching interface methods [e.g., Ye *et al.*, 1999].

We have performed a number of experiments with different mesh sizes varying the distance h_{cp} between control points, and we have identified an optimum distance that ranges between 1 and 2 times the grid mesh size. This range is also known in Lagrange multiplier fictitious domain methods [Glowinski *et al.*, 1995].

4.2. Sinking of a Competent Block Into a Viscous Medium

We consider here the coupling case of two deformable media found in *Gerya and Yuen* [2003], in which a competent block of density $\rho_s = 3300 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ sinks into a viscous medium of density $\rho_f = 3200 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ and of viscosity $\eta_f = 10^{21} \text{ Pa} \cdot \text{s}$. The viscous medium is a square domain with edge lengths equal to 500 km, and its boundaries are set free-slip. The competent block is a smaller square with edge lengths equal to 100 km, initially placed at a distance of 50 km below the upper edge of the viscous domain.

The solid solver ADEL1 is used for the competent block, whereas another finite element direct solver is used to compute the Stokes flow for the surrounding fluid. The block is viscoelastic with a Young modulus equal to 10^{11} Pa , and three different viscosity values are tested ($\eta_s = 10^{22} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, $10^{23} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, and $10^{24} \text{ Pa} \cdot \text{s}$). The Maxwell relaxation time is consequently less than 0.43 Myrs, and the elastic behavior of the block is thus negligible.

Results are displayed in Figure 4. The smaller the viscosity of the block, the more its deformation is important. The viscoelastic solid sinks faster at low viscosities because of the “aerodynamic” shape that it adopts. After 15 and 20 Myr, the height and shape of the block are similar to those displayed by *Gerya and Yuen* [2003] for different viscosities.

4.3. Bending of an Elastic Plate

We perform the numerical experiment proposed by *Bonnardot et al.* [2008a] in order to compare their results obtained with a remeshing coupling technique, with our results obtained with the fictitious domain method.

This two-dimensional numerical experiment consists of an elastic plate of length $l = 3 \text{ m}$ and thickness $e = 0.2 \text{ m}$ immersed in a fluid channel of width $L = 6 \text{ m}$. A fluid of viscosity $\eta = 10^5 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ is injected in the channel with a prescribed horizontal velocity $v = 60 \text{ m/s}$. The duration of the experiment is $T = 1 \text{ s}$. The plate bends until it reaches equilibrium. Figure 5a displays the final pressure and velocity vectors in the fluid.

In *Bonnardot et al.* [2008a], both the solid and the fluid domains were discretized with unstructured meshes that match exactly at their interface. Periodic remeshing of the fluid domain was needed during the evolution due to the solid motion. The solid’s boundary velocity was imposed as a Dirichlet condition to the fluid mesh.

We display in Figure 5a the pressure field when the static solution is reached. The bent plate is represented in gray and some of its intermediate positions are drawn in dashed gray line. For comparison, we show in Figure 5b the evolution of the displacements of the bottom-left corner of the plate obtained with our coupling using the fictitious method (solid line) and those obtained with a remeshing technique. Results are similar.

4.4. A Laboratory Test of Subduction by Guillaume et al. [2009]

Numerous analog models have been developed in order to understand different aspects of subduction dynamics. We can class laboratory subduction studies into three classes. The first class considers freely subducting plate dynamics [*Schellart*, 2004; *Bellahsen et al.*, 2005], i.e., the system is only driven by the slab-pull force. In the second class, a kinematic condition is imposed to the far edge of the subducted plate [*Funiciello et al.*, 2004], but the upper plate is absent. A third class of laboratory experiments includes the application of a plate velocity and also takes into account the upper plate [*Heuret et al.*, 2007; *Espurt et al.*, 2008; *Guillaume et al.*, 2009]. This last category is the one that we consider with our numerical approach.

In this section, we aim at reproducing, at the laboratory scale, the reference model of *Guillaume et al.* [2009], as did *Gibert et al.* [2012]. Although in *Gibert et al.* [2012] the numerical results were close to those obtained in the laboratory experiment, minor differences had been attributed to the absence of a viscous mantle. With the coupling method presented here, we are able to test the effect of an underlying viscous material.

In the laboratory experiment, a viscoelastic silicone material was taken to simulate tectonic plates. These plates were placed above glucose syrup (mantle) inside a Plexiglas tank. A rigid piston pushed the subducted plate on the far edge, while the upper plate was held fixed. The bottom of the tank represented the 660 km depth boundary. Parameters are summarized in Table 1. Note that the coefficient of friction

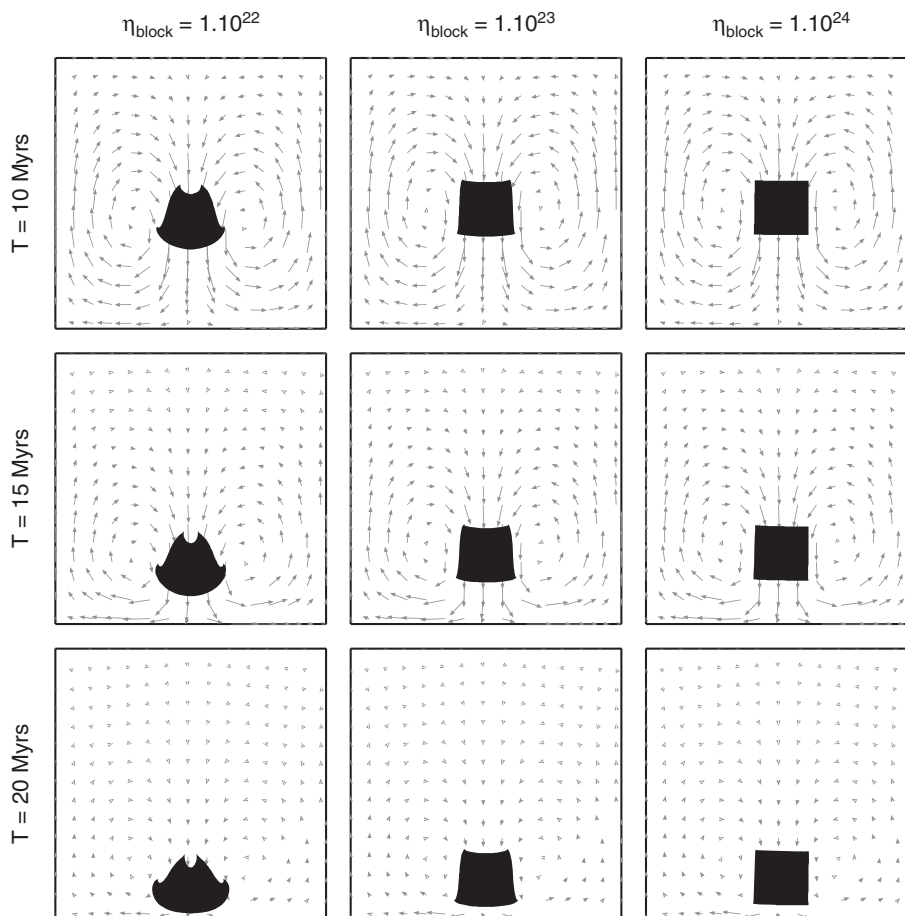


Figure 4. Sinking block benchmark [from Gerya and Yuen, 2003]. Results for three viscosity ratios η_s/η_f : 10, 100, and 1000.

between the plates and between silicone and plexiglass are difficult to quantify precisely in analog models, whereas one must always provide them in the numerical models.

The Dirichlet conditions on the boundary of the fluid domain in the numerical experiment are chosen as follows: normal and tangential velocities at the bottom and edges boundaries are equal to zero. Because there can be vertical motion of the solid, we cannot assume a free-slip top boundary of the fluid domain at the same depth level as for the solid (problem of consistency of the control points' velocities and this boundary condition). Thus, we immerse the solid well below the top boundary of the fluid, in order to safely set the fluid top boundary as free-slip. Consequently the fluid domain is divided into two. The first main domain defines the area located in between the bottom of the tank and depth -5 mm and has the viscosity of the glyucose syrup. The second domain extending from depth -5 mm to $+3$ mm (the plates' domain is initially set between 0 and depth -13 mm) has a weaker viscosity of 10^{-6} Pa.s and a density equal to 0. Note that we do not account for the viscous drag exerted on the upper boundary points of the solid plates, so that the latter remain free-surfaces ("one-way coupling").

Figure 6 displays the comparison between the numerical results and the laboratory test by Guillaume *et al.* [2009]. The first column shows the results obtained with an inviscid fluid (no coupling with the fluid solver, similarly to Gibert *et al.* [2012]). The second column displays the result accounting for a fluid of viscosity 82 Pa.s equal to that of the glucose syrup used in the laboratory experiment by Guillaume *et al.* [2009] (third column). Despite the need to assume an arbitrary friction coefficient in the mechanical models, the numerical result confirms that the viscous fluid in this experiment has a negligible effect on the slab evolution.

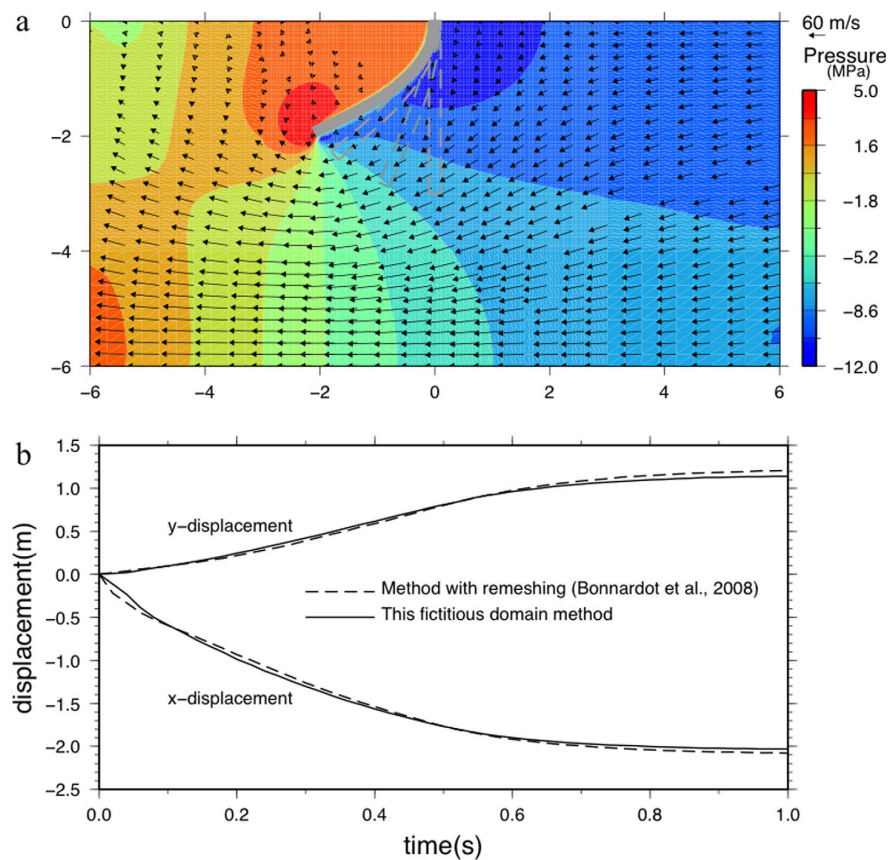


Figure 5. (a) Pressure and velocity fields for the experiment of an elastic plate bent by a viscous flow. (b) Displacement of the bottom-left corner of the plate over time.

Figure 6d displays the result obtained with a greater value of the analog mantle viscosity, equal to 500 Pa s, which corresponds to a mantle viscosity of 10^{21} Pa s at the natural scale. With this viscosity, the modeled subducted plate does not fold but rather bends smoothly backward. The viscous drag along the plate is stronger. Consequently, penetration of the subducted plate is harder and the far-field kinematic boundary condition is accommodated by greater internal deformation than in the analog model. Moreover, the experiment produces a huge arc bulge, unrealistic at the natural scale. Actually, this bulge results from our choice of an arbitrarily high plate interface friction coefficient $\mu = 0.4$, which allows to match the internal deformation of the numerical and the analog models. This value is obviously unrealistic for a subduction interface, and in the following models, we have chosen friction values less than 0.1, consistent with those reported in the literature [Cattin et al., 1997; Lamb, 2006].

This experiment with an extreme mantle viscosity of 500 Pa s shows the drastic effect of the underlying mantle viscosity on the subducting plate geometry. The shape of folds is modified and at least, delayed in time. Overriding plate deformation (shortening or extension) is also affected. We will mainly focus on these points in section 5 when studying real scale subduction zones.

4.5. Community Benchmark by Schmeling et al. [2008]

We perform the benchmark test proposed in Schmeling et al. [2008]. It allows to compare our results with those obtained with several others types of codes (finite differences or finite elements, Lagrangian or Eulerian). This 2D benchmark consists in the sinking of a competent and dense body (simplified L-shaped plate with a horizontal length of 2000 km) driven only by internal forces into a viscous mantle down to 700 km depth.

Table 1. Mechanical Parameters for the Test Described in Section 4.4^a

Parameters	Values Used in the Reference Model	Equivalence at the Natural Scale
Plate thickness, e	13 mm	90 km
Density contrast, $\Delta\rho = \rho_l - \rho_m$	76 kg.m ⁻³	76 kg.m ⁻³
Plates viscosity η_l		
Subducting plate	5.0×10^5 Pa.s	1.3×10^{24} Pa.s
Overriding plate	3.0×10^5 Pa.s	7.7×10^{23} Pa.s
Young modulus, E	5000 Pa*	4.9×10^{10} Pa
Poisson ratio, ν	0.25*	0.25
Friction coefficient, μ		
Plates interface	0.4*	0.4
Plate/660 km discontinuity	0.02*	0.02
Fluid viscosity, η_a	82 Pa.s	1.64×10^{20} Pa.s

^aThe set of parameters marked with * are not evaluated in *Guillaume et al.* [2009] and have been arbitrarily chosen in order to reproduce as best as possible the laboratory results.

We consider a viscoelastic material for the modeled slab. We assume a Young modulus of 184 GPa and a Poisson ratio of 0.244 corresponding to the values used in the Lapex-2D code (details in *Schmeling et al.* [2008]). The relaxation time (about 40 Kyr) is very small in comparison to the time of the experiment, and thus the effect of slab elasticity is negligible.

The top surface of the plate is free-surface and its right-edge is fixed. The other edges of the plate are coupled with the fluid. To avoid big mesh distortions in the solid, its remeshing is

prescribed every 10 Myr. For the fluid domain, the bottom and edges are set free-slip, but for the top boundary we explore four types of conditions (see scheme Figure 7). Type 1 is top-open. In type 2, the top boundary is free-slip. In the other two types we add a zero-density layer with a viscosity equal to that of the mantle (type 3) or equal to 10^{19} Pa.s (type 4).

In Figure 8 our results are compared with those obtained with codes assuming a free-surface in *Schmeling et al.* [2008] (solid lines). The vertical position of the slab tip in time is similar for all four types of boundary conditions tested for the fluid domain (dashed lines). They follow the same slope as experiments using codes LAPEX 2D and LaMEM (coarse meshes) until 45 Myr. These results are obtained, in our case, with the upper-left corner of the slab never sinking into the mantle (similar in its effect to the “numerical-locking” of the wedge described by *Schmeling et al.* [2008]).

We perform an additional experiment in which we couple the points at the plate’s top-surface with the fluid, so that the plate can sink below a threshold depth (Figure 8, purple line with circles). Then, the slope of the sinking slab, from about 30 Myr onward, becomes similar to that obtained without “numerical locking” at the wedge and with the viscous code FEMS-2D. However, the change in slope always remains more abrupt with our solution. Nevertheless, one must realize that when modeling a realistic subduction zone, this problem is not relevant since an overriding plate is present.

In Figure 8, we note negligible differences in cases with (types 3 and 4) and without (types 1 and 2) the additional zero-density low-viscosity layer. The flow in this layer has no effect on the bulk flow of the mantle, and thus on the evolution of the solid domain. Consequently, in our subduction models, we shall incorporate this layer only to consistently deal with both the free-slip boundary condition on the fluid and the free top surface condition on plates (also considered when benchmarking the laboratory experiment).

5. Effects of Mantle Viscosity on Subduction Cyclicity

Evidences for episodic development of the Andean orogeny have been noted for decades. *Steinmann et al.* [1929] and *Mégard* [1984] reported episodes of continental shortening separated by periods of relative quiescence. Recently, *Folguera and Ramos* [2011] identified three flat slab domains since Cretaceous times in the Southern Andes. In the Central Andes, a compilation of isotopic and geochronological data by *Haschke et al.* [2006] showed that arc magmatism migrated every 30–40 Myr since about 100 Myr, leading the authors to propose a link with cyclic episodes of flat subduction (the latter marking magmatic gaps). *Martinod et al.* [2010] also proposed a link between compressional events during the Cenozoic, with periods of increasing plate convergence and flat subduction in specific areas along the margin.

Haschke et al. [2006] related episodes of horizontal subduction with possibly repeated slab break-offs. Horizontal subduction is also commonly associated to the resisting subduction of a buoyant oceanic plateau. However, the validation of this mechanism remains problematic along the Andean margin (see discussion

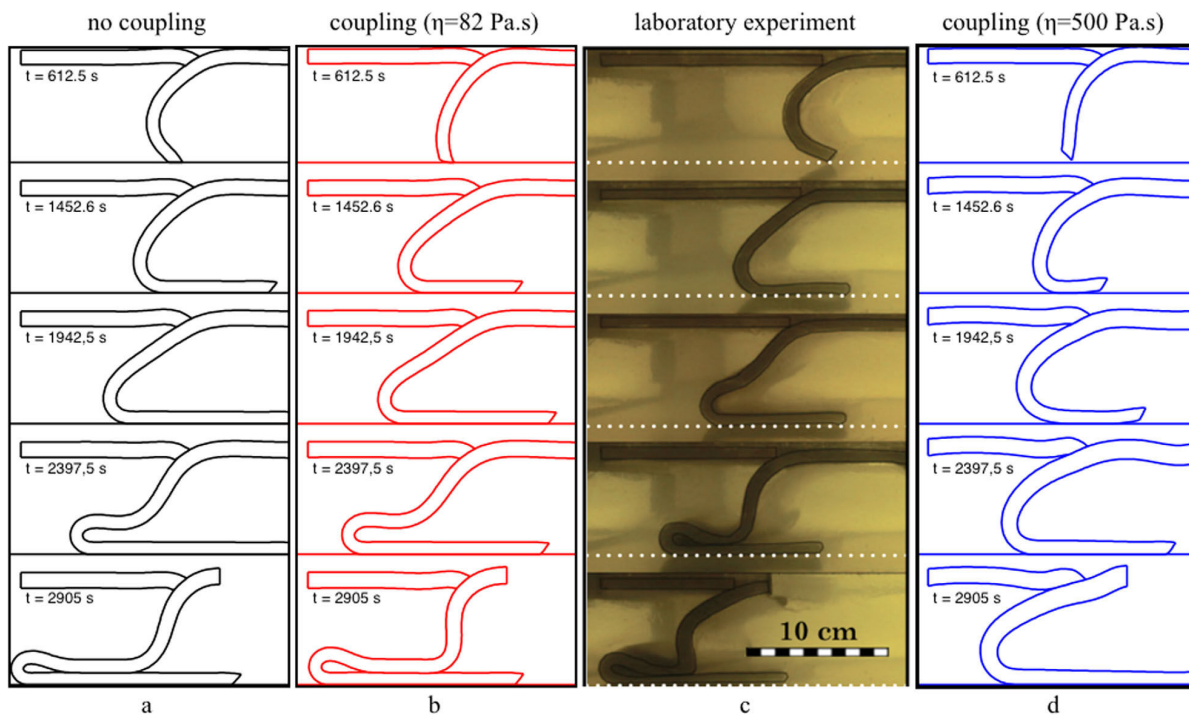


Figure 6. Comparison between (a, b, d) numerical models and (c) the laboratory result of *Guillaume et al.* [2009] for different values of the mantle viscosity.

in *Gibert et al.* [2012] and *Gerbault et al.* [2009]) and with statistics on subducting ridges carried out world-wide [*Skinner and Clayton*, 2013].

Here similarly to the previous numerical study by *Gibert et al.* [2012], we explore another cause for slab dip evolution. Indeed, depending on far-field plate kinematics, the development of slab folding, as it deposits on the 660 km depth boundary, may periodically flatten the slab. If v_{sp} and v_{op} refer, respectively, to the subducting and overriding plate velocities, counted positive toward the trench, cyclic folding was found to occur when $|v_{op}| < v_{op} + v_{sp}$ [*Gibert et al.*, 2012]. These cycles span about 20 Ma, less than the 30–40 Myr cycles reported for the Andes. Here we aim at testing the effect of mantle viscosity on subduction geometry and periodicity.

5.1. Model Assumptions

Our physical model described in section 2 (and similar to that of *Gibert et al.* [2012]) is valid under both conditions that thermal effects are negligible and that rheology is time independent. Dynamics of subduction

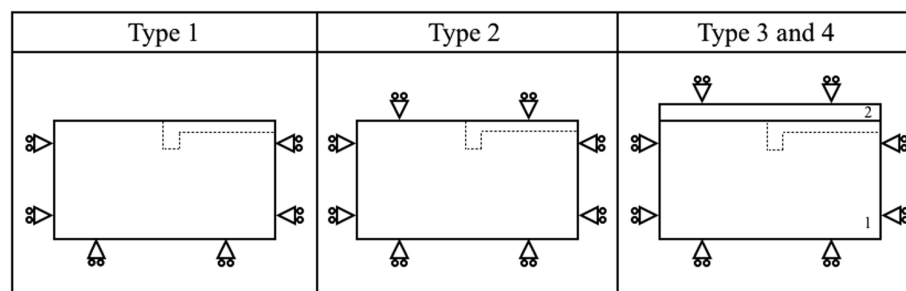


Figure 7. Free-surface benchmark in *Schmeling et al.* [2008]. Four different boundary conditions on our fluid domain are tested, whereas the solid plate (represented by the dashed line) remains a free-surface.

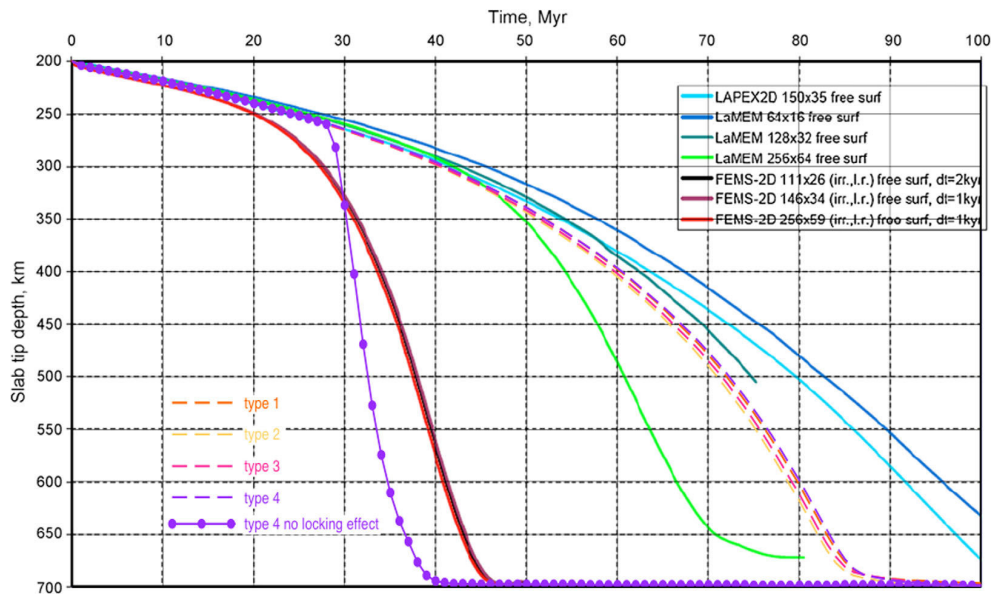


Figure 8. Position of the slab tip in time, modified after Figure 10 in *Schmeling et al.* [2008] for free-surface codes. Our results are represented with dashed lines and with purple lines with circles. The colors represent different boundary conditions tested for the top of the fluid domain with our code and detailed in Figure 7. All of our results are obtained with the same meshes for both the fluid and the solid domains ($h_{fluid}=10\text{km}$ and $h_{solid}=15\text{km}$).

can remain uncoupled from thermal effects if advection dominates overdiffusion, which is described by the Péclet number

$$Pe = \frac{H_{um} v_s}{\alpha} \quad (25)$$

where $H_{um}=660\text{km}$ is the system's characteristic length, v_s its velocity, and α the thermal diffusivity. Taking for the Andes $v_s \simeq 7\text{cm} \cdot \text{yr}^{-1}$, the subduction velocity, and $\alpha \simeq 8.6 \cdot 10^{-7} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ according to *Sobolev and Babeyko* [2005], we obtain $Pe > 10^3 \gg 1$, which justifies that we neglect thermal effects in our dynamic model.

We define the model setup described in Figure 1 with terrestrial scale mechanical parameters given in Table 2. The fluid is a rectangular domain of size $9000\text{ km} \times 685\text{ km}$. We impose the following Dirichlet conditions: the bottom of this fluid tank is closed and its velocities are set to zero. The lateral edges are open, and the top is set free-slip. As described above, we separate this domain in two subdomains, first one between depth -660 km and -35 km corresponding to the viscous mantle, and another one between -35 km and 25 km with a very low viscosity ($=10^{10}\text{Pa} \cdot \text{s}$) and a density equal to 0. The top surfaces of both solid plates are still free-surfaces.

The far-field kinematic boundary conditions are set so that the velocity of the overriding plate is $v_{op}=4.3\text{cm} \cdot \text{yr}^{-1}$ and that of the subducted plate is $v_{sp}=2.9\text{cm} \cdot \text{yr}^{-1}$ (i.e., $v_s=7.2\text{cm} \cdot \text{yr}^{-1}$ according to evaluations for the South American and Nazca plates [*Somoza and Ghidella*, 2005]). The total time of the experiment is 127 Myr.

5.2. Results

We define a reference experiment with a mantle viscosity of $10^{20}\text{Pa} \cdot \text{s}$. The resulting evolution in time is shown in Figure 9, which displays plates geometry and deviatoric stress $J_2(\sigma'_p)$, together with the velocity and dynamic pressure fields within the mantle.

Folds form successively through time. During this periodic folding, note that the dip of the subducting plate varies at shallow-depth depending on the stage of fold development. As a fold forms, the slab dip

Table 2. Mechanical Parameters for the Subduction Model in Section 5

Parameters	Values
Plates thickness, e	90 km
Plates density, ρ_l	3200 kg.m ⁻³
Plates viscosity η_l	10 ²⁴ Pa s
Young modulus, E	10 ¹¹ Pa
Poisson ratio, ν	0.25
Friction coefficient, μ	
Plate interface	0.015
Plate/660 km discontinuity	0.2
Mantle density, ρ_a	3150 kg.m ⁻³
Mantle viscosity, η_a	0–10 ²¹ Pa s
Gravity, g	9.81 m.s ⁻²

decreases and moves close to the base of the overriding plate. When the fold ends, the dip of the slab increases back to a maximum of nearly 60°.

The velocity field in the fluid also changes during fold development. The upper image shows a relatively unidirectional velocity field that follows the direction of the slab rollback. Then, with the beginning of fold formation, the velocity field ahead of the subducted plate moves forward (leftward). Below this subducting plate, there is a “circulation zone,” but the magnitude of velocities remains low. The last figure represents the stage at which the recently formed fold entrains the fluid down with its

deposition. In this last stage, the magnitude of velocities regains that of subduction (or the reference velocity). This fourth image is similar to the first stage (slab rollback). Note that during fold development, in the mantle, a large zone of relatively high dynamic pressure develops in between the overriding plate and the flattening slab. Yet with the present mantle viscosity, pressure never exceeds 10 MPa. On the other hand, within a plate, high deviatoric stresses (>1 GPa) occur in its most bent parts. Values greater than 2 GPa are achieved from about 400 to 660 km depth within the bottom fold on the transition zone. These high values of $J_2(\sigma'_p)$ within the plate are not induced by the mantle flow nor drag but by its own folding.

The next numerical experiments aim at studying the effect of varying mantle viscosity with respect to the reference experiment above as well as with an experiment with an inviscid mantle. Figure 10 displays five cases with different mantle viscosities after 126.8 Myr of subduction. We represent the final geometries of plates, and their intermediate geometries are displayed with black lines for different times. Two independent color scales are used to describe the second invariant of the deviatoric stresses in the plates $J_2(\sigma'_p)$ and in the mantle $J_2(\sigma'_m)$.

Figure 10 (top) displays the result without a viscous mantle (as in *Gibert et al.* [2012]). Experiments with mantle viscosities lower than 10²⁰ Pa s do not show any effect on the period nor on the size of slab folds. A shift in time (and space) of the formation of the first fold is detected at best. Mantle viscosity needs to be greater than 10²⁰ Pa s in order to generate an increase in the folding period (Figure 10b). For mantle viscosities up to 5.0×10²⁰ Pa s (Figures 10c and 10d), the folds' width and height both increase with increasing viscosity, because the viscous fluid under the fold prevents the plate from falling and folding. As a consequence, the time spent in folding is longer. Comparing Figure 10a with Figure 10d, we note that during folding, the amplitude of the curved part of the subducted plate is greater, thus the resulting fold is bigger.

Both cases in Figures 10a and 10d display a stage at which the subducting plate adopts a horizontal increasing shape in between 100 and 200 km depth. Actually, this behavior occurs for all viscosities lower than 5.0×10²⁰ Pa s.

For greater viscosities (8.0×10²⁰ Pa s and 10²¹ Pa s, Figures 10e and 10f), we denote a change in the regime of fold formation. Fluid escape under the subducting plate becomes difficult. Thus, fold deposition is slower and bumps form. These “bumps” rise to nearly 250 km of depth, which seems unrealistic (no tomography has reported such a geometry). Furthermore, the slab cannot flatten in the upper 200 km depth, because material between the overriding plate and the top of the subducting plate is too viscous.

The $J_2(\sigma'_p)$ stress field in the mantle increases in magnitude with increasing mantle viscosity. While, for a mantle viscosity of 10²⁰ Pa s, the deviatoric stress never exceeds 10 MPa (cf., Figure 9), for a larger viscosity of 10²¹ Pa s it is at least twice (Figure 10f).

On the other hand, maximum values of $J_2(\sigma'_p)$ in plates are not proportional to an increase in mantle viscosity. For low mantle viscosities, more than 2 GPa are achieved within the fold hinges below 400 km depth (Figures 10b–10d). In contrast for high mantle viscosities ($\geq 8.0 \times 10^{20}$ Pa s), slab deposition occurs with little curvature, e.g., the plate is less bent and consequently $J_2(\sigma'_p)$ rarely exceeds 1 GPa.

Other numerical studies that account for a self-consistent temperature-dependent viscosity consider a lower or similar maximum slab strength (1 GPa) [e.g., Čížková et al., 2002; Billen, 2010], which sets a lower

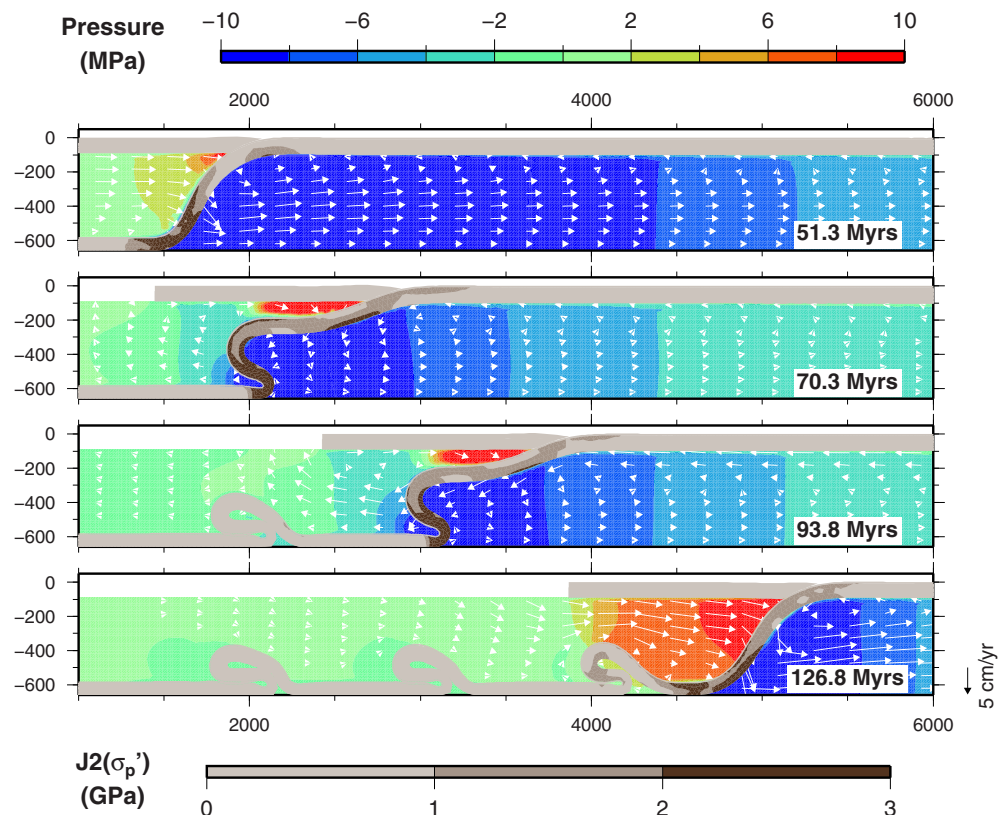


Figure 9. Reference model with a mantle viscosity of 10^{20} Pa.s. Geometry of plates, second invariant of the deviatoric stresses in the plates, dynamic pressure and velocity fields in the mantle at different stages.

limit to the upholding of the slab's coherency. Laboratory experiments on olivine samples produce similar values for temperatures around 1000°C and high pressure [Weidner *et al.*, 2001], while others obtained plastic yielding above 2.5 GPa [Schubnel *et al.*, 2013]. Our modeled slabs exceed 2 GPa rather locally in the sharp bends of folds at 400–660 km depth, which gives us confidence that the slab's mechanical coherency is preserved (even though brittle failure and nonlinear flow mechanisms obviously occur during slab folding). And if the slab does “break” completely, the remnant upper part of the slab will still pile up over its previously deposited slice, leading to a similar geometry at the large scale. A future step of our study is obviously to account for more complex and self-consistent rheology.

5.3. Effect on Slab Dip and Overriding Plate Stress Regime

Figure 11a shows temporal variations in the slab dip angle averaged between depths of 100 and 160 km. The “folding period,” corresponding to the time-span between two lowest slab dips, is close to 20 Myr for $\eta_a \leq 10^{20}$ Pa.s and reaches 30 and 40 Myr if $\eta_a = 3.0 \times 10^{20}$ and 5.0×10^{20} Pa.s, respectively. Slab dip amplitudes span a range from about 5° to 45° , oscillating less with increasing mantle viscosity. The minimum dip attained by the slab also reduces with increasing mantle viscosity. This minimum value actually corresponds to a very flat slab extending over a length of nearly 500 km at about 150 km depth (see the geometry evolution of the top of the subducted plates in Figure 10). Note also that this depth may be reduced if one uses thinner viscoelastic plates (here we assumed 90 km; Table 2). These numbers compare with observations of the present-day flat slab in Central Chile, extending for about 350 km eastward at about 110 km depth [Marot *et al.*, 2013].

Figure 11b shows that the far-field horizontal stress of the overriding plate changes also depending on mantle viscosity. Positive values correspond to a tensile regime while negative values correspond to a

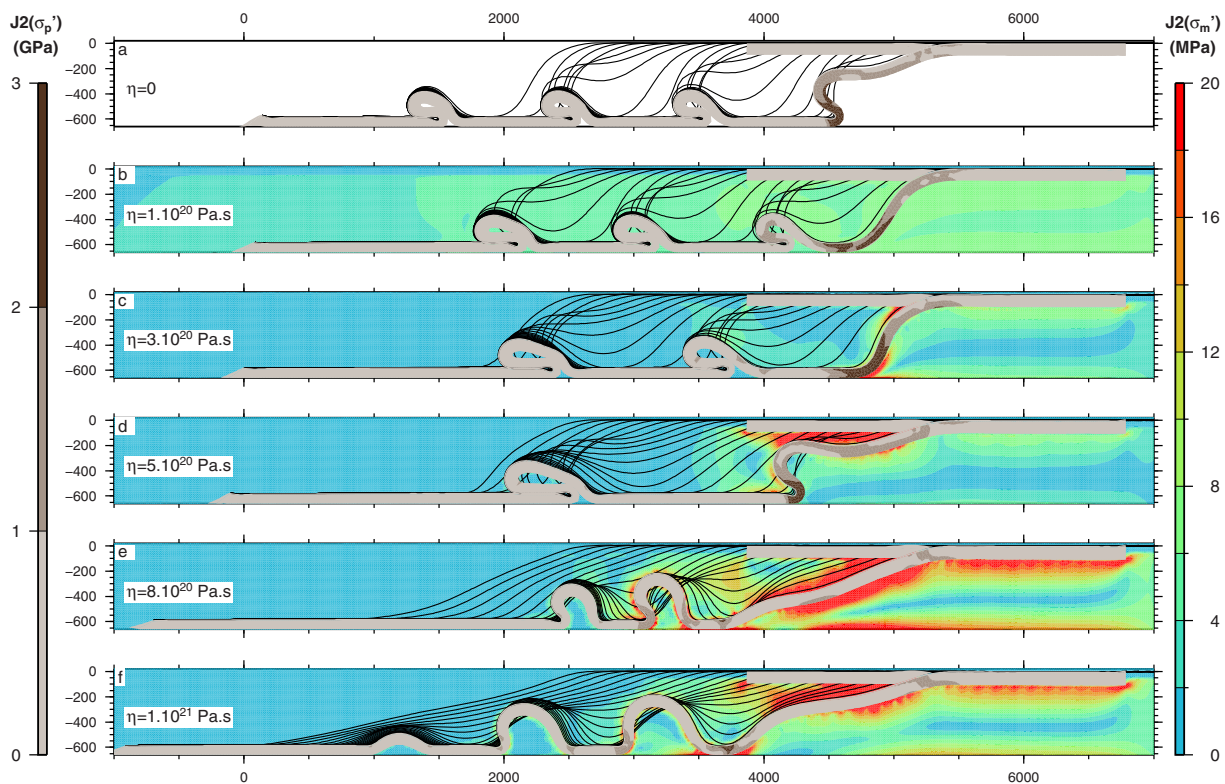


Figure 10. Geometries and second invariant of the deviatoric stresses (after 126.8 Myr) for models with different mantle viscosities. Two color scales are used for the stresses in the plates (gray scale to the left) and for those in the viscous mantle (blue-to-red scale to the right). The black lines show the shape of the top surface of the subducted plate at different times.

compressional regime. With a mantle viscosity of 10^{20} Pa.s, tensile and compressional periods alternate, similar to the inviscid case shown by *Gibert et al.* [2012]. With mantle viscosities equal to 3.0×10^{20} Pa.s and higher, the state of stress remains always compressional. Yet variations of about 100 MPa occur in all cases, which should still produce significant variations in tectonic structures.

Comparing the temporal evolution of the horizontal stress and the slab dip in Figure 11, we note that the slab dip that corresponds to the transition between compressional and tensile regimes is located around 40° . This value is in agreement with the conclusions drawn from the statistical study by *Lallemand et al.* [2005].

5.4. A Mantle With Two Viscosity-Layers

Rheological studies showed that the viscosity in the mantle varies with depth due to mineralogical phase transformations (olivine, spinel, wadsleyite, ringwoodite [e.g., *Karato and Wu*, 1993]) including the 660 km depth transition zone which constitutes a major jump in viscosity and density. However, it is not clear whether this jump is sharp or progressive, and it seems to vary worldwide. The results described above were obtained with an isoviscous upper mantle. We now perform numerical experiments in which the upper mantle is divided into two layers above and below 200 km depth, according to the approximate limit of low seismic shear waves (also called the Lehmann discontinuity zone).

Results are displayed in Figures 12. The weak upper mantle layer is assigned a viscosity of 1.0×10^{20} Pa.s in the cases of Figures 12a and 12b. The more viscous layer underneath is assigned a viscosity equal to 5.0×10^{20} Pa.s (Figure 12a) and 1.0×10^{21} Pa.s (Figure 12b). A third case is presented in Figure 12c, in which the viscosity of the weak layer is set to 1.0×10^{19} Pa.s whereas the layer below has a viscosity of 1.0×10^{21} Pa.s.

Figures 12b and 10d show a strong similarity, indicating that the viscosity directly under the overriding plate plays a first-order role in the formation of folds. Whereas in the isoviscous case, the fluid between the

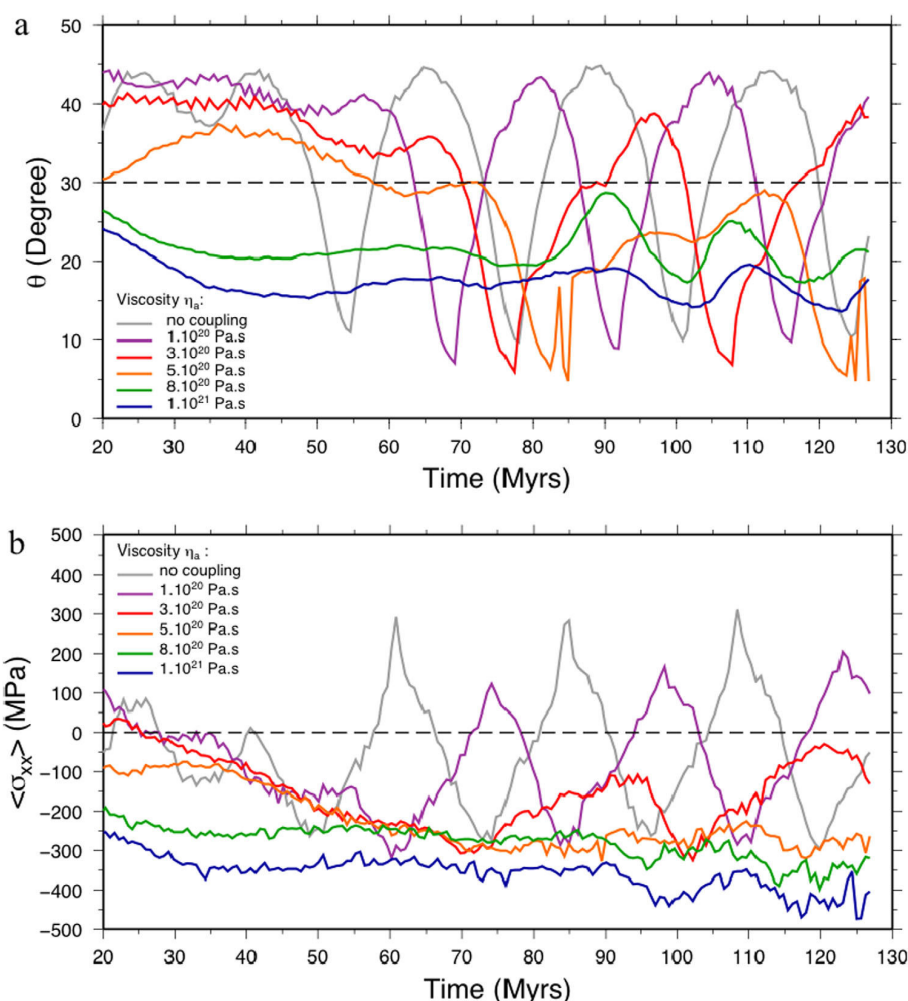


Figure 11. (a) Temporal evolution of the slab mean dip angle taken between 100 and 160 km of depth for different mantle viscosities. (b) Temporal evolution of the overriding plate state of horizontal stress, for different mantle viscosities.

slab and the overriding plate is evacuated with difficulty; here, the weak upper mantle layer allows plate rising during folding. Nevertheless, we see that the folds are bigger when $\eta = 10^{21}$ Pa.s (cases of Figures 12b and 12c), a behavior that is linked with the facility of the fluid to evacuate under the folded subducting plate.

These bilayered models indicate that the folding length periods are controlled by the average viscosity of the mantle. Let us evaluate both the arithmetic and the geometric weighted means (respectively, $\bar{\eta}_{ar}$ and $\bar{\eta}_{geo}$) of the viscosity, in which the weight corresponds to the layers' thicknesses under the lithosphere. We obtain $\bar{\eta}_{ar} = 6.99 \times 10^{20}$ Pa.s and $\bar{\eta}_{geo} = 4.64 \times 10^{20}$ Pa.s. Comparing qualitatively Figure 10 and Figure 12c for an isoviscous mantle model, we observe that the bilayered case is an intermediate case between a uniform viscosity of 3.0×10^{20} Pa.s (Figure 10c) and 5.0×10^{20} Pa.s (Figure 10d). Therefore, a constant mantle viscosity corresponding to the geometric mean appears to be an appropriate approximation of the mantle's behavior (without questioning the necessity to consider realistic properties).

6. General Discussion and Geodynamic Application

6.1. A Brief Review of Slab Folding Studies: Comparison With our Results

Previous "free-subduction" studies have focused on slab deposition modes on the upper-lower mantle discontinuity, such as Schellart [2008] and Ribe [2010]. First, note that the slab's behavior was explored at the

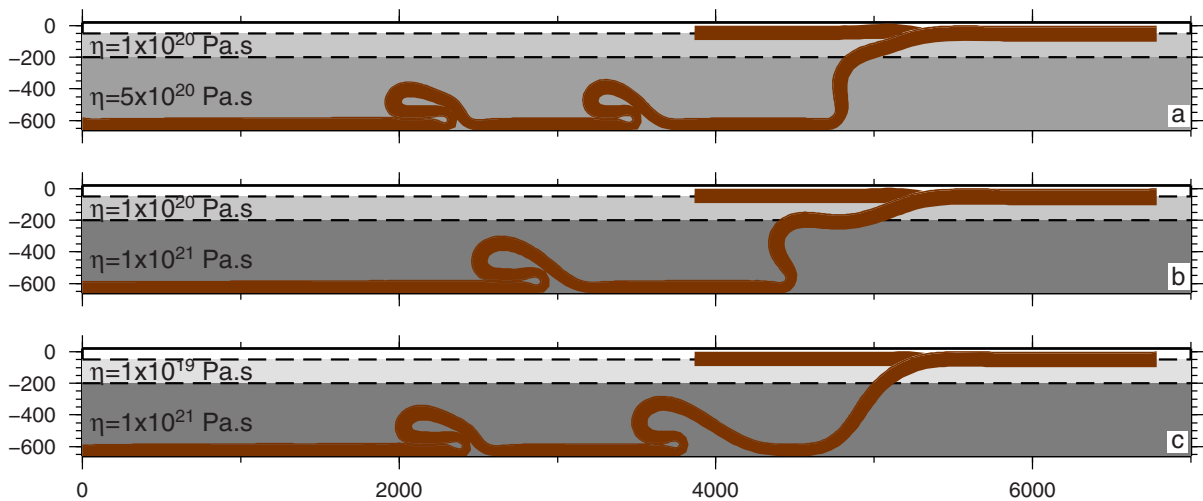


Figure 12. Final configurations for a double-layer mantle.

onset of deposition, whereas we study conditions for folding cyclicity on the ≥ 100 Myr time scale. With analog models of free-subduction, Schellart [2008] determined four deposition modes depending on the values of the mantle-plate thickness ratio $\beta = H_{um}/e$ and the slab-mantle viscosity ratio $\gamma = \eta_p/\eta_a$. These modes were linked with a range of values of the slab's radius of curvature prior to deposition. Later on, with a numerical approach, Ribe [2010] also related deposition modes and slab dip just before it reaches the discontinuity, as a function of β and γ . These two studies provide consistent results, with a small slab dip correlating with a large radius of curvature. Our modeled plate and mantle thicknesses lead $\beta = 7.3$, placing us in the Strong Retreating (SR) mode (see the diagram of Schellart [2008]), whatever the value of γ . However, according to the diagram of Ribe [2010], there should be a transition from the Folding Retreating (FR) mode for $\gamma = 10^3$ ($\eta_a = 10^{21}$ Pa.s) to the SR mode for $\gamma > 6 \times 10^3$ ($\eta_a < 6 \times 10^{20}$ Pa.s), corresponding to a decrease in slab dip when increasing γ . A weaker upper-mantle in Ribe [2010] facilitates trench retreat and thus reduces the slab's dip. In contrast, in our models, the mean dip reduces with increasing mantle viscosity (η_a , i.e., low γ), and the slab folds in all cases. These contrasting results are explained by fundamental differences in our modeling assumptions. Indeed, while in free-subduction models the trench's displacements are only constrained by the slabs' properties, in our models the kinematic condition on the overriding plate plays a first-order role and consequently also controls the slab's mode of deposition [Heuret et al., 2007; Gibert et al., 2012].

With numerical models of free-subduction, Stegman et al. [2010] determined five "subduction" modes (which include the four previous deposition modes of Schellart [2008]), occurring within a range of about 4 orders of magnitude of a Stokes buoyancy ($B_s = \Delta \rho g e / \eta_a$) and an effective flexural stiffness (defined as $D^* = \gamma / \beta^3$). From their diagram, one can see for instance that upon decreasing the viscosity of the upper mantle, both B_s and D^* increase, and trench retreat is facilitated (regimes I, II, and IV). With our choices of parameters (see Table 2), our range of mantle viscosities provide a Stokes buoyancy B_s comprised between $5 \times 10^{-14} \text{ s}^{-1}$ and $5 \times 10^{-13} \text{ s}^{-1}$, so that our models stand well out of the diagram of Stegman et al. [2010] (limited to $B_s \geq 10^{-12}$). Yet our trench always retreats and the slab always folds (which corresponds to the style 1a of Gibert et al. [2012]). In addition, Stegman et al. [2010] linked their slab deposition modes with an effective radius of curvature, which expression remains explicitly independent from the mantle's viscosity (their equation (10)). However, our results indicate that mantle viscosity exerts a first-order control on both the slab dip and the folding periodicity.

A more detailed comparison is hindered by our fundamentally different approach, all the more that it is not our aim here to vary the plates rigidity nor density (yet). In fact, Gibert et al. [2012] showed (in agreement with Heuret et al. [2007]) that kinematic conditions alone also determine four styles of slab deposition, yet with the abovementioned dimensionless numbers remaining fixed.

The folding cyclicity obtained with our models may more appropriately be compared with scaling analyses of a viscous sheet falling in a viscous fluid [Ribe, 2003]. First, Ribe [2003] provided a scaling law that distinguishes a “free folding” mode from a “forced folding” mode depending on the dimensionless number Π

$$\Pi = H \left(\frac{\Delta \rho g}{\eta V h^2} \right)^{1/4}, \quad (26)$$

where H is the effective fall height, $\Delta \rho g$ the sheet buoyancy, η its viscosity, V its velocity, and h its thickness. If $\Pi < 3.9$, then gravity can be neglected and slab folding belongs to the “forced mode.” In our models, parameters are as follows: $\eta = \eta_p$, $V = v_s = 7.2 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$, $H = (H_{\text{um}} - e) / \sin(\theta)$, where θ is the slab dip and $h = e$ is the plate thickness. The only parameter that is not constrained is the slab dip, which changes through time except for mantle viscosities $> 8 \times 10^{20} \text{ Pa} \cdot \text{s}$. But the scalings laws of Ribe [2003] were defined valid only when the surrounding fluid has negligible effects. In our models, we find that the mantle viscosity has negligible effects for $\eta_a \leq 10^{20} \text{ Pa} \cdot \text{s}$. We calculate that the minimum dip for which folding would be dominated by gravity is $\simeq 20^\circ$, and we note that it is only episodically reached. On the other hand, the mean dip that we model for a mantle viscosity of $10^{20} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ reaches about 30° , which gives $\Pi = 2.6$. Therefore, we are in the “forced folding” mode. One would need to increase $\Delta \rho$ to $250 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ or reduce v_s to $1.4 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$ in order to have the system evolve to a “free-folding” mode.

Note that the Andean subduction zone might be a good example of a “forced-subduction,” since the age of the Nazca plate from Northern Peru to Southern Chile is about 40 Myr on average, indicating that its buoyancy stands only slightly above neutral with respect to the upper mantle [Afonso *et al.*, 2007; Gerbault *et al.*, 2009]. Therefore, it is unlikely that the slab-pull alone drove the last ~ 40 Myr of subduction in the area (see Martinod *et al.* [2010] and Somoza and Ghidella [2005] for plate ages and reconstructions). Yet meanwhile, the second largest mountain belt in the world (the Altiplano) was built.

Having identified that our models stand in the “forced-folding” mode, we can now calculate the predicted amplitude (δ_b) and period (t_b) of viscous buckling according to Ribe [2003]

$$\delta_b = 0.5H, \quad t_b = \frac{1.218H}{V}. \quad (27)$$

Inserting our parameters given above and with a mean slab dip equal to 30° , we obtain $\delta_b = 570 \text{ km}$ and $t_b = 19.3 \text{ Myrs}$. These predicted values are found consistent with our results, since our modeled folding period is close to 20 Myr for $\eta_a \leq 10^{20} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, and our modeled fold width is about 500 km (Figure 9).

Lee and King [2011] and Čížková and Bina [2013] obtained similar values with numerical models accounting for temperature-dependent rheologies and either fixed or free trench motion. Although these studies have tested the effect of the slab strength and of the viscosity jump at the 660 km depth transition zone, they do not display the effect of mantle viscosity on folding cyclicity.

Further quantification of the controlling parameters on the dynamics of subduction, and more specifically the role of far-field boundary conditions with respect to the slab’s relative viscosity and density, remains the subject of an upcoming study.

6.2. The Evolution of Slab Dip in the Andes

The Wadati-Benioff zone of the subducting Nazca plate under South America is observable down to about 250 km depth. Although beneath Ecuador and Bolivia the dip of the slab is about 30° , beneath Peru ($3 - 15^\circ \text{ S}$) and Central Chile/NW Argentina ($27 - 33^\circ \text{ S}$) horizontal subduction was identified [Gutscher *et al.*, 2000; Espurt *et al.*, 2008; Marot *et al.*, 2013], in association with a lack in Quaternary volcanism. Compilation studies of the distribution of igneous rocks, as well as geochemical, isotopic, and tectonic structures along the margin, reveal cyclic patterns of about 30–40 Myr, which have been linked with repeated slab flattening events [e.g., Ramos, 2009; Haschke *et al.*, 2006; Martinod *et al.*, 2010]. In turn, several mechanisms have been proposed to cause flat subduction:

1. Subduction of buoyant ridges or oceanic plateaus which seem to correlate with present-day zones of flat slabs [Gutscher *et al.*, 2000; Espurt *et al.*, 2008]. However, numerical studies by Van Hunen *et al.* [2002] and

Gerya *et al.* [2009] show that buoyant anomalies are not sufficient to form horizontal slabs. Moreover, many observed subducting ridges around the Pacific ring do not display flat slab segments [Skinner and Clayton, 2013].

2. Periodic slab break-off due to rheological weakening [e.g., Billen, 2010], leading to an upward rebound of the remaining slab [Haschke *et al.*, 2006]. Yet this scenario remains problematic as the Nazca slab becomes younger toward the South where no flat subduction is reported. An alternative is to consider a weak slab still submitted to slab-pull, which deforms by viscous stretching below the overriding plate [Gerbault *et al.*, 2009].

3. Corner flow in the asthenospheric wedge, by suction, would pull the subducted part of the plate up toward the base of the overriding plate. Recently, this hypothesis was fed by the modeling of cratonic roots beneath continents under which past segments of horizontal subduction are suspected [O'Driscoll *et al.*, 2012].

4. Metastability of the continental crust in the eclogite stability field [e.g., Kay and Kay, 1993; Le Pichon *et al.*, 1992; DeCelles *et al.*, 2009]. The catastrophic delamination of accumulated eclogitic material below an Andean magmatic arc has to be replaced either by warm incoming asthenosphere (as proposed by Kay and Kay [1993] for the Puna) or by the slab itself [Ramos, 2009; DeCelles *et al.*, 2009].

Without disregarding these mechanisms, here we argue for another scenario for shallow plate subduction, which is consistent with tomographic images in which subducted plates seem to lie on the 660 km depth transition zone [e.g., Fukao and Obayashi, 2013]. It also presents the advantage of tackling a large period of time. Gibert *et al.* [2012] proposed that slab folding over the 660 km depth discontinuity leads to periods of flat subduction. Nonetheless, their models produced shorter periods than those identified for the Andes. In the present work, we modeled cyclic periods consistent with those recorded in Andes, when using upper-mantle viscosities in between $3 \cdot 10^{20}$ Pa.s and $5 \cdot 10^{20}$ Pa.s. They correspond to values commonly found in the literature [Karato and Wu, 1993; Billen, 2010] but remain below other estimations [e.g., Forte and Mitrovica, 2001].

Our bilayered mantle viscosity models, in section 5.4, shows the effect of a lower viscosity layer from 90 to 200 km depth, producing similar results to those with an appropriate single viscosity. Thus, a sufficient temperature increase in the mantle can affect folding cycles and diminish slab dip. This is consistent with regional mantle hydration being able to diminish the viscosity and trigger horizontal subduction [Manea *et al.*, 2012]. We may also speculate that in earlier times, when the Earth was generally hotter, flat slabs would have been shorter, but more frequent.

6.3. How Slab Folding May Affect Convergence Rates in the Andes

Several authors have pointed out variations in the kinematics of the South American and Nazca plates. Both plates motions varied over the last 80 Myr [Pardo-Casas and Molnar, 1987; Sdrolias and Müller, 2006] with a peak in the convergence velocity about 25 Myr ago (at 15 cm/yr), which has been decreasing since [Sdrolias and Müller, 2006; Somoza and Ghidella, 2005]. Several interpretations have been proposed. One of them is the rupture of the Farallon plate [Pardo-Casas and Molnar, 1987]. But this hypothesis has not yet been supported by a numerical model.

Variations in the subduction velocity have been related by Tetzlaff and Schmeling [2009] to major phase transformations that occur as a slab goes through 410 and 660 km depths. However, the "parachute"-effect of metastable olivine in their thermal convection model leads to a time period of the order of 3–4 Myr, which is an order of magnitude less than the timing reported for the Andes. Recently, Lee and King [2011] and Čížková and Bina [2013] modeled buckling of stagnant slabs at the 660 km depth transition zone, accounting for the 410 km exothermic and 660 km endothermic phases transitions, and succeeded in generating variations in slab rollback velocity over periods of 20–40 Myr.

Quinteros and Sobolev [2013] developed numerical models assuming that a slab break-off had occurred prior to 25 Myr, so that their model begins with subduction initiation. These authors first applied a far-field plate convergence of $15 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$, which they released as the slab progressively sank into the mantle, the slab being then only submitted to its own weight and mantellic resistance. This model fits well the data of decreasing plate convergence since 25 Myr (e.g., compiled by Sdrolias and Müller [2006]).

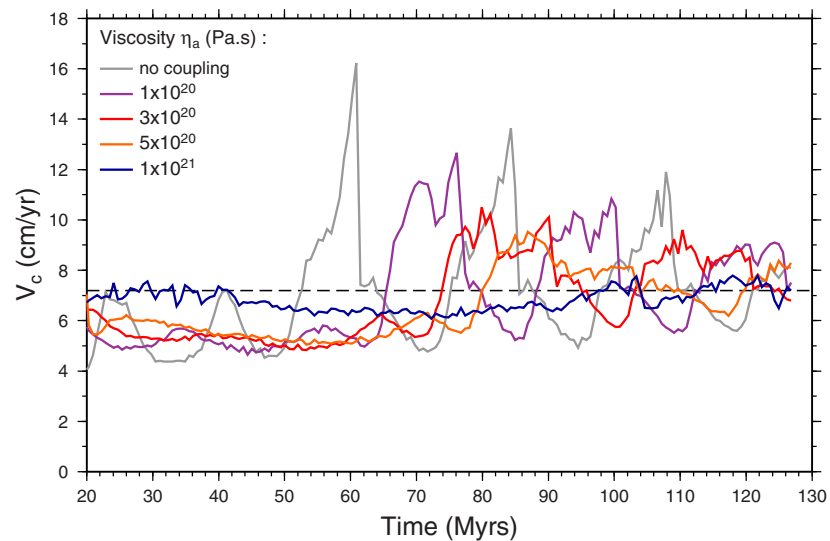


Figure 13. Temporal evolution of the convergence velocity for models with different viscosities of the isoviscous mantle, and for an applied far-field convergence of 7 cm/yr.

Although this scenario is elegant, it relies on the primary assumption of a slab break-off that enables “resetting” of the subduction from 25 Myr. However, we are not aware of field evidences indicating a broad scale slab break-off all along the Central and South Andean margin at 25 Myr. We therefore propose alternatively, to look for an explanation of variations in the subduction velocity over a longer time period than 25 Myr (Andean subduction has been active for more than 100 Myr). Although our numerical approach accounts for much simpler assumptions than those of *Quinteros and Sobolev* [2013] (no temperature-dependent rheology, no phase transformation), our modeled process of cyclic slab folding every 30–40 Myr may provide a suitable explanation.

We cannot directly look at a self-consistent evolution of far-field plate motions, since we imposed them as constant during all the time duration of our models. However, we can follow the evolution of relative plate convergence (V_c) by looking at the speed of subduction at the trench. Figure 13 displays the temporal evolution of V_c for different mantle viscosities. Note that the first fold initiates between 50 and 70 Myr. For mantle viscosities lower than 5×10^{20} Pa.s, the maximum V_c decreases with time and displays cycles of the order of several cm/yr. However, for a given far-field plate convergence of $7 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$, the maximum of $15 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$ reported for the Andean margin is never reached [*Pardo-Casas and Molnar*, 1987; *Sdrolas and Müller*, 2006]. An alternative might be to increase the applied far-field convergence rate to more than $7 \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1}$.

The driving force associated with far-field plate velocities competes with the resistance of the upper mantle to slab penetration on the long term. The higher the viscosity jump at the 660 km depth transition zone, the more it acts as a brake to continuous plate subduction, as demonstrated by *Quinteros and Sobolev* [2013]. The facts that (i) driving forces in play are limited by lithospheric strength and its ability to concentrate deformation and (ii) that stresses can efficiently transfer from 660 km depth to the top surface as shown here all together hint at the complex interplay between cyclic patterns in subduction dynamics and the evolution of far-field plate motions. Larger-scale models involving self-consistent mantle convection and yielding plates should better evidence this relationship in a near future [e.g., *Rolf et al.*, 2012; *Gerault et al.*, 2012].

Here we have shown on purpose the stress field within plates, and we note that this information is generally absent in other subduction modeling studies. The stresses involved in our 90 km thick visco-elastic plates implicate driving forces in the upper limit of those evaluated for the Earth (integration of 200 MPa from Figure 11 provides 1.8×10^{13} N.m). These boundary forces would be reduced by a factor four if plates were modeled half thinner (especially the oceanic plate) and half as strong. However, similarly high driving forces have been involved in the building of the Himalayas and the Altiplano since 30–40 Myr, which thus testifies of their importance in producing the Earth’s tectonic structures. The other extreme point of view consisting

in accounting for weak plates and free plate boundaries (e.g., free-subduction) would not generate such significant mountain belts. Here we did not aim at testing the rheology of plates (elastic, viscous, and plastic) nor their thickness, for sake of paper length. However, *Gibert et al.* [2012] showed the effect of plate viscosity on folding cyclicity.

7. Conclusion and Prospects

We performed 2-D numerical experiments in which we proposed an alternative scenario for subduction cyclicity in the Andes, following *Gibert et al.* [2012]. However, *Gibert et al.* [2012] did not account for a viscous mantle, and a lower period of cycles was obtained in comparison to geological data along the Andes (20 Myr versus 40 Myr). Here we have developed a numerical solid-fluid coupling method which allows us to account for upper mantle viscosities within the commonly accepted range, and we obtained the consistent timing for a viscosity range of $3-5 \times 10^{20}$ Pa.s.

Slab folding is associated with periodic flattening around 100–150 km depth and extends over several hundreds of kilometers, and we propose that this scenario may apply to Central Chile. Yet a more specific parametric study is necessary.

Differences in periods of cycles and slab dip might be explained by changes in upper mantle viscosity. The arrival of a thermal plume might affect the tectonics of a large region [e.g., *Burov et al.*, 2007], and the subduction of buoyant oceanic plateaus may also play a role [*Martinod et al.*, 2013], but it was not the objective of the present study to explore such effects. Variations in plate rheology and in far-field plate motion were also kept aside, since a number of combinations are possible and rely on data from a specific area. It remains necessary to combine kinematic boundary conditions with the rheological properties of the entire system in order to better assess the modes of slab deposition on the 660 km depth transition zone. Yet complementary and precise seismic tomography is also required.

This study is restricted to two dimensions and we believe that three-dimensional effects such as toroidal flow must be taken into account [e.g., *Morra and Regenauer-Lieb*, 2006; *Schellart*, 2004], especially in the context of the 5000 km long Andean margin. Folding periodicity might vary if the fluid is able to escape from the sides of the subducting panel. In addition, convergence between the Nazca and South American plates has been oblique for most of the time since 100 Ma [*Somoza and Ghidella*, 2005]. Obliquity cannot be grasped by a two-dimensional model. In order to tackle these mechanisms, the original method of fluid-solid coupling presented here is currently being implemented in three dimensions.

Acknowledgments

We thank H. Schmeling and an anonymous reviewer for their constructive comments and suggestions. We are particularly grateful to the Editor T. Becker whose advice greatly helped improving this manuscript. M. Marot is thanked for her careful checking of the English grammar. The numerical simulations were run on the University of Nice-Sophia-Antipolis CICADA cluster.

References

- Afonso, J. C., G. Ranalli, and M. Fernandez (2007), Density structure and buoyancy of the oceanic lithosphere revisited, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L10302, doi:10.1029/2007GL029515.
- Bellahsen, N., C. Faccenna, and F. Funiciello (2005), Dynamics of subduction and plate motion in laboratory experiments: Insights into the plate tectonics behavior of the earth, *J. Geophys. Res.*, **110**, B01401, doi:10.1029/2004JB002999.
- Billen, M. I. (2010), Slab dynamics in the transition zone, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **183**(12), 296–308, doi:10.1016/j.pepi.2010.05.005.
- Bonnardot, M.-A., R. Hassani, and E. Tric (2008a), Numerical modelling of lithosphere-asthenosphere interaction in a subduction zone, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **272**(34), 698–708, doi:10.1016/j.epsl.2008.06.009.
- Bonnardot, M.-A., R. Hassani, E. Tric, E. Ruellan, and M. Regnier (2008b), Effect of margin curvature on plate deformation in a 3-D numerical model of subduction zones, *Geophys. J. Int.*, **173**, 1084–1094.
- Burov, E., L. Guillou-Frottier, E. d'Acremont, L. Le Pourhiet, and S. Cloetingh (2007), Plume headlithosphere interactions near intra-continental plate boundaries, *Tectonophysics*, **434**, 15–38, doi:10.1016/j.tecto.2007.01.002.
- Burstedde, C., O. Ghattas, G. Stadler, T. Tu, and L. C. Wilcox (2009), Parallel scalable adjoint-based adaptive solution of variable-viscosity Stokes flow problems, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, **198**, 1691–1700, doi:10.1016/j.cma.2008.12.015.
- Capitanio, F., D. Stegman, L. Moresi, and W. Sharples (2010), Upper plate controls on deep subduction, trench migrations and deformations at convergent margins, *Tectonophysics*, **483**, 80–92, doi:10.1016/j.tecto.2009.08.020.
- Cattin, R., H. Lyon-Caen, and J. Chéry (1997), Quantification of interplate coupling in subduction zones and forearc topography, *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 1563–1566, doi:10.1029/97GL01550.
- Chéry, J., M. D. Zoback, and R. Hassani (2001), An integrated mechanical model of the San Andreas Fault in central and northern California, *J. Geophys. Res.*, **106**(B10), 22,051–22,066, doi:10.1029/2001JB000382.
- Christensen, U. R. (1996), The influence of trench migration on slab penetration into the lower mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **140**, 27–39, doi:10.1016/0012-821X(96)00023-4.
- Čížková, H., and C. R. Bina (2013), Effects of mantle and subduction-interface rheologies on slab stagnation and trench rollback, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **379**, 95–103.
- Čížková, H., J. Van Hunen, A. P. Van den Berg, and N. J. Vlaar (2002), The influence of rheological weakening and yield stress on the interaction of slabs with the 670 km discontinuity, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **199**(34), 447–457, doi:10.1016/S0012-821X(02)00586-1.

- Cundall, P. A., and M. Board (1988), a microcomputer program for modeling large strain plasticity problems, In: *Proceedings, 6th International Conference on Numerical Methods in Geomechanics, Innsbruck Austria*, edited by G. Swoboda, and AA. Balkema, pp. 2101–2108, Rotterdam, Netherlands.
- DeCelles, P. G., M. N. Ducea, P. Kapp, and G. Zandt (2009), Cyclicity in cordilleran orogenic systems, *Nat. Geosci.*, 2(4), 251–257, doi:10.1038/ngeo469.
- Dohrmann, C. R., and P. B. Bochev (2004), A stabilized finite element method for the stokes problem based on polynomial pressure projections, *Int. J. Numer. Methods Fluids*, 46(2), 18–201, doi:10.1002/flid.752.
- Espurt, N., F. Funicello, J. Martinod, B. Guillaume, V. Regard, C. Faccenna, and S. Brusset (2008), Flat subduction dynamics and deformation of the South American Plate: Insights from analog modeling, *Tectonics*, 27, TC3011, doi:10.1029/2007TC002175.
- Felippa, C. A., K. C. Park, and C. Farhat (2001), Partitioned analysis of coupled mechanical systems, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, 190, 3247–3270.
- Folguera, A., and V. A. Ramos (2011), Repeated eastward shifts of arc magmatism in the Southern Andes: A revision to the long-term pattern of Andean uplift and magmatism, *J. South Am. Earth Sci.*, 32(4), 531–546.
- Forsyth, D., and S. Uyeda (1975), On the relative importance of the driving forces of plate motion, *Geophys. J. Int.*, 43(1), 163–200, doi:10.1111/j.1365-246X.1975.tb00631.x.
- Forte, A. M., and J. X. Mitrovica (2001), Deep-mantle high-viscosity flow and thermochemical structure inferred from seismic and geodynamic data, *Nature*, 410(6832), 1049–1056, doi:10.1038/35074000.
- Fukao, Y., and M. Obayashi (2013), Subducted slabs stagnant above, penetrating through, and trapped below the 660 km discontinuity, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 118, 5920–5938, doi:10.1002/2013JB010466.
- Funicello, F., C. Faccenna, and D. Giardini (2004), Role of lateral mantle flow in the evolution of subduction systems: Insights from laboratory experiments, *Geophys. J. Int.*, 157(3), 1393–1406, doi:10.1111/j.1365-246X.2004.02313.x.
- Gerault, M., T. Becker, B. Kaus, C. Faccenna, L. Moresi, and L. Husson (2012), The role of slabs and oceanic plate geometry for the net rotation of the lithosphere, trench motions, and slab return flow, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 13, Q04001, doi:10.1029/2011GC003934.
- Gerbault, M., J. Cembrano, C. Mpodozis, M. Farias, and M. Pardo (2009), Continental margin deformation along the Andean subduction zone: Thermo-mechanical models, *Phys. Earth Planet. Int.*, 177(3/4), 180–205, doi:10.1016/j.pepi.2009.09.001.
- Gerya, T. V., and D. A. Yuen (2003), Characteristics-based marker-in-cell method with conservative finite-differences schemes for modeling geological flows with strongly variable transport properties, *Phys. Earth Planet. Int.*, 140(4), 293–318, doi:10.1016/j.pepi.2003.09.006.
- Gerya, T. V., C. Fossati, D. Cantieni, and D. Seward (2009), Dynamic effects of aseismic ridge subduction: Numerical modelling, *Eur. J. Mineral.*, 21(3), 649–661, doi:10.1127/0935-1221/2009/0021-1931.
- Gibert, G., M. Gerbault, R. Hassani, and E. Tric (2012), Dependency of slab geometry on absolute velocities and conditions for cyclicity: Insights from numerical modelling, *Geophys. J. Int.*, 189(2), 747–760, doi:10.1111/j.1365-246X.2012.05426.x.
- Glowinski, R., T.-W. Pan, and J. Periaux (1995), A Lagrange multiplier/fictitious domain method for the Dirichlet problem generalization to some flow problems, *Jpn. J. Ind. Appl. Math.*, 12(1), 87–108, doi:10.1007/BF03167383.
- Glowinski, R., T.-W. Pan, T. Hesla, and D. Joseph (1999), A distributed Lagrange multiplier/fictitious domain method for particulate flows, *Int. J. Multiphase Flow*, 25(5), 755–794, doi:10.1016/S0301-9322(98)00048-2.
- Got, J.-L., V. Montellier, J. Montoux, R. Hassani, and O. P. (2008), Deformation and rupture of the oceanic crust may control growth of Hawaiian volcanoes, *Nature*, 451, 453–456.
- Guillaume, B., J. Martinod, and N. Espurt (2009), Variations of slab dip and overriding plate tectonics during subduction: Insights from analogue modelling, *Tectonophysics*, 463(1/4), 167–174, doi:10.1016/j.tecto.2008.09.043.
- Gutscher, M.-A., W. Spakman, H. Bijwaard, and E. R. Engdahl (2000), Geodynamics of flat subduction: Seismicity and tomographic constraints from the Andean margin, *Tectonics*, 19(5), 814–833, doi:10.1029/1999TC001152.
- Haschke, M., A. Günther, D. Melnick, H. Echter, K.-J. Reutter, E. Scheuber, and O. Oncken (2006), Central and southern Andean tectonic evolution inferred from arc magmatism, in *The Andes*, edited by O. Oncken et al., pp. 337–353, Springer, Berlin.
- Hassani, R., D. Jongmans, and J. Chéry (1997), Study of plate deformation and stress in subduction processes using two-dimensional numerical models, *J. Geophys. Res.*, 102(B8), 17,951–17,965, doi:10.1029/97JB01354.
- Heuret, A., and S. Lallemand (2005), Plate motions, slab dynamics and back-arc deformation, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 149(1/2), 31–51, doi:10.1016/j.pepi.2004.08.022.
- Heuret, A., F. Funicello, C. Faccenna, and S. Lallemand (2007), Plate kinematics, slab shape and back-arc stress: A comparison between laboratory models and current subduction zones, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 256(3/4), 473–483, doi:10.1016/j.epsl.2007.02.004.
- Huc, M., R. Hassani, and J. Chéry (1998), Large earthquake nucleation associated with stress exchange between middle and upper crust, *Geophys. Res. Lett.*, 25(4), 551–554.
- Jarrard, R. D. (1986), Relations among subduction parameters, *Rev. Geophys.*, 24(2), 217–284, doi:10.1029/RG024i002p00217.
- Karato, S., and P. Wu (1993), Rheology of the upper mantle: A synthesis, *Science*, 260(5109), 771–778, doi:10.1126/science.260.5109.771.
- Kay, R., and S. M. Kay (1993), Delamination and delamination magmatism, *Tectonophysics*, 219(1/3), 177–189, doi:10.1016/0040-1951(93)90295-U.
- Lai, M.-C., and C. S. Peskin (2000), An immersed boundary method with formal second-order accuracy and reduced numerical viscosity, *J. Comput. Phys.*, 160(2), 705–719, doi:10.1006/jcph.2000.6483.
- Lallemand, S., A. Heuret, and D. Boutelier (2005), On the relationships between slab dip, back-arc stress, upper plate absolute motion, and crustal nature in subduction zones, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 6, Q09006, doi:10.1029/2005GC000917.
- Lamb, S. (2006), Shear stresses on megathrusts: Implications for mountain building behind subduction zones, *J. Geophys. Res.*, 111, B07401, doi:10.1029/2005JB003916.
- Lee, C., and S. D. King (2011), Dynamic buckling of subducting slabs reconciles geological and geophysical observations, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 312, 360–370.
- Le Pichon, X., M. Fournier, and L. Jolivet (1992), Kinematics, topography, shortening, and extrusion in the India-Eurasia collision, *Tectonics*, 11(6), 1085–1098, doi:10.1029/92TC01566.
- LeVeque, R. J., and Z. Li (1994), The immersed interface method for elliptic equations with discontinuous coefficients and singular sources, *SIAM J. Numer. Anal.*, 31, 1019–1044, doi:10.1137/0731054.
- Li, Z.-H., and N. M. Ribe (2012), Dynamics of free subduction from 3-D boundary element modeling, *J. Geophys. Res.*, 117, B06408, doi:10.1029/2012JB009165.
- Manea, V. C., M. Pérez-Gussinyé, and M. Manea (2012), Chilean flat slab subduction controlled by overriding plate thickness and trench roll-back, *Geology*, 40, 35–38, doi:10.1130/G32543.1.

- Marot, M., T. Monfret, M. Pardo, G. Ranalli, and G. Nolet (2013), A double seismic zone in the subducting Juan Fernandez Ridge of the Nazca Plate (32°S), central Chile, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, **118**, 3462–3475, doi:10.1002/jgrb.50240.
- Martinod, J., L. Husson, P. Roperch, B. Guillaume, and N. Espurt (2010), Horizontal subduction zones, convergence velocity and the building of the Andes, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **299**(34), 299–309, doi:10.1016/j.epsl.2010.09.010.
- Martinod, J., B. Guillaume, N. Espurt, C. Faccenna, F. Funicello, and V. Regard (2013), Effect of aseismic ridge subduction on slab geometry and overriding plate deformation: Insights from analogue modeling, *Tectonophysics*, **588**, 39–55, doi:10.1016/j.tecto.2012.12.010.
- Maur, B. (2001), A fat boundary method for the Poisson problem in a domain with holes, *J. Sci. Comput.*, **16**(3), 319–339, doi:10.1023/A:1012821728631.
- Mégard, F. (1984), The Andean orogenic period and its major structures in central and northern Peru, *J. Geol. Soc.*, **141**(5), 893–900, doi:10.1144/gsjgs.141.5.0893.
- Morra, G., and K. Regenauer-Lieb (2006), A coupled solid-fluid method for modelling subduction, *Philos. Mag.*, **86**(21–22), 3307–3323.
- O'Driscoll, L. J., M. A. Richards, and E. D. Humphreys (2012), Nazca-South America interactions and the late Eocene-Oligocene flat-slab episode in the central Andes, *Tectonics*, **31**, TC2013, doi:10.1029/2011TC003036.
- Pardo-Casas, F., and P. Molnar (1987), Relative motion of the Nazca (Farallon) and South American Plates since late Cretaceous time, *Tectonics*, **6**(3), 233–248, doi:10.1029/TC006i003p00233.
- Peskin, C. S. (1972), Flow patterns around heart valves: A numerical method, *J. Comput. Phys.*, **10**(2), 252–271, doi:10.1016/0021-9991(72)90065-4.
- Poliakov, A. N., and Y. Podladchikov (1992), Diapirism and topography, *Geophys. J. Int.*, **109**(3), 553–564.
- Prevost, J. H. (1981), DYNA-FLOW: A nonlinear transient finite element analysis program, Princeton Univ., Princeton, N. J. [Available at <http://www.princeton.edu/dynaflo/w/>].
- Quinteros, J., and S. V. Sobolev (2013), Why has the Nazca Plate slowed since the Neogene?, *Geology*, **41**(1), 31–34, doi:10.1130/G33497.1.
- Ramos, V. A. (2009), Anatomy and global context of the Andes: Main geologic features and the Andean orogenic cycle, in *Backbone of the Americas: Shallow Subduction, Plateau Uplift, and Ridge and Terrane Collision*, edited by S. M. Kay, V. A. Ramos, and W. R. Dickinson, vol. 204, pp. 31–65, Geol. Soc. of Am. Mem., Boulder, Colo.
- Ribe, N. M. (2003), Periodic folding of viscous sheets, *Phys. Rev. E*, **68**(3), 036305.
- Ribe, N. M. (2010), Bending mechanics and mode selection in free subduction: A thin-sheet analysis, *Geophys. J. Int.*, **180**(2), 559–576.
- Rolf, T., N. Coltice, and P. Tackley (2012), Linking continental drift, plate tectonics and the thermal state of the earth's mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **351**–352, 134–146, doi:10.1016/j.epsl.2012.07.011.
- Rubie, D. C., and R. D. Van der Hilst (2001), Processes and consequences of deep subduction, *Phys. Earth Planet. Int.*, **127**(1–4), 1–7.
- Saul'ev, V. K. (1963), On solution of some boundary value problems on high performance computers by fictitious domain method, *Siberian Math. J.*, **4**(4), 912–925.
- Schellart, W. P. (2004), Kinematics of subduction and subduction-induced flow in the upper mantle, *J. Geophys. Res.*, **109**, B07401, doi:10.1029/2004JB002970.
- Schellart, W. (2008), Kinematics and flow patterns in deep mantle and upper mantle subduction models: Influence of the mantle depth and slab to mantle viscosity ratio, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **9**, Q03014, doi:10.1029/2007GC001656.
- Schmeling, H., et al. (2008), A benchmark comparison of spontaneous subduction models—Towards a free surface, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **171**, 198–223, doi:10.1016/j.pepi.2008.06.028.
- Schubnel, A., F. Brunet, N. Hilaret, J. Gasc, Y. Wang, and H. W. Green (2013), Deep-focus earthquake analogs recorded at high pressure and temperature in the laboratory, *Science*, **341**(6152), 1377–1380.
- Sdrolias, M., and R. D. Müller (2006), Controls on back-arc basin formation, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **7**, Q04016, doi:10.1029/2005GC001090.
- Shemenda, A. I. (1993), Subduction of the lithosphere and back arc dynamics: Insights from physical modeling, *J. Geophys. Res.*, **98**, 16,167–16,185, doi:10.1029/93JB01094.
- Skinner, S. M., and R. W. Clayton (2013), The lack of correlation between flat slabs and bathymetric impactors in South America, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **371**–372, 1–5, doi:10.1016/j.epsl.2013.04.013.
- Sobolev, S. V., and A. Y. Babeyko (2005), What drives orogeny in the Andes?, *Geology*, **33**(8), 617–620.
- Somoza, R., and M. E. Ghidella (2005), Convergencia en el margen occidental de América del Sur durante el cenozoico: Subducción de las placas de Nazca, Farallón y Aluk, *Asoc. Geol. Argent. Rev.*, **60**(4), 797–809.
- Stegman, D. R., J. Freeman, W. P. Schellart, L. Moresi, and D. May (2006), Influence of trench width on subduction hinge retreat rates in 3-D models of slab rollback, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **7**, Q03012, doi:10.1029/2005GC001056.
- Stegman, D., R. Farrington, F. Capitanio, and W. Schellart (2010), A regime diagram for subduction styles from 3-D numerical models of free subduction, *Tectonophysics*, **483**, 29–45, doi:10.1016/j.tecto.2009.08.041.
- Steinmann, G., C. I. Lissón, A. Sieberg, and R. Stappenbeck (1929), *Geologie von Peru*, Winter, Heidelberg, Germany.
- Tetzlaff, M., and H. Schmeling (2009), Time-dependent interaction between subduction dynamics and phase transition kinetics, *Geophys. J. Int.*, **178**, 826–844.
- Underwood, P. (1983), Dynamic relaxation (in structural transient analysis), in *Computational Methods for Transient Analysis*, pp. 245–265, North-Holland, Amsterdam.
- Van Hunen, J., A. P. Van den Berg, and N. J. Vlaar (2002), The impact of the South-American plate motion and the Nazca Ridge subduction on the flat subduction below South Peru, *Geophys. Res. Lett.*, **29**(14), 1690, doi:10.1029/2001GL014004.
- Wannier, G. H. (1950), A contribution to the hydrodynamics of lubrication, *Q. Appl. Math.*, **8**(1), 1–32.
- Weidner, D. J., J. Chen, Y. Xu, Y. Wu, M. T. Vaughan, and L. Li (2001), Subduction zone rheology, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **127**(1), 67–81.
- Ye, T., R. Mittal, H. Udaykumar, and W. Shyy (1999), An accurate cartesian grid method for viscous incompressible flows with complex immersed boundaries, *J. Comput. Phys.*, **156**(2), 209–240, doi:10.1006/jcph.1999.6356.
- Zlotnik, S., P. Díez, M. Fernández, and J. Vergés (2007), Numerical modelling of tectonic plates subduction using x-FEM, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, **196**(4144), 4283–4293, doi:10.1016/j.cma.2007.04.006.

Références bibliographiques

- Afonso, J. C., Ranalli, G., and Fernandez, M. Density structure and buoyancy of the oceanic lithosphere revisited. *Geophysical research letters*, 34(10), 2007.
- Allmendinger, R. W., Jordan, T. E., Kay, S. M., and Isacks, B. L. The evolution of the altiplano-puna plateau of the central andes. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 25(1) : 139–174, 1997.
- Anderson, M., Alvarado, P., Zandt, G., and Beck, S. Geometry and brittle deformation of the subducting nazca plate, central chile and argentina. *Geophysical Journal International*, 171(1) :419–434, 2007.
- Andrews, E. R. and Billen, M. I. Rheologic controls on the dynamics of slab detachment. *Tectonophysics*, 464(1) :60–69, 2009.
- Angot, P., Bruneau, C.-H., and Fabrie, P. A penalization method to take into account obstacles in incompressible viscous flows. *Numerische Mathematik*, 81(4) :497–520, 1999.
- Arcay, D., Lallemand, S., and Doin, M.-P. Back-arc strain in subduction zones : Statistical observations versus numerical modeling. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 9(5), 2008.
- Barazangi, M. and Isacks, B. L. Spatial distribution of earthquakes and subduction of the nazca plate beneath south america. *Geology*, 4(11) :686–692, 1976.
- Barth, T., Bochev, P., Gunzburger, M., and Shadid, J. A taxonomy of consistently stabilized finite element methods for the stokes problem. *SIAM Journal on Scientific Computing*, 25(5) :1585–1607, 2004.

-
- Becker, T. W. and Faccenna, C. A review of the role of subduction dynamics for regional and global plate motions. In *Subduction Zone Geodynamics*, pages 3–34. Springer, 2009.
- Becker, T. W. and O’Connell, R. J. Predicting plate velocities with mantle circulation models. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 2(12), 2001.
- Becker, T. W., Faccenna, C., O’Connell, R. J., and Giardini, D. The development of slabs in the upper mantle : insights from numerical and laboratory experiments. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 104(B7) :15207–15226, 1999.
- Bellahsen, N., Faccenna, C., and Funiciello, F. Dynamics of subduction and plate motion in laboratory experiments : insights into the “plate tectonics” behavior of the earth. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 110(B1), 2005.
- Bercovici, D. The generation of plate tectonics from mantle convection. *Earth and Planetary Science Letters*, 205(3) :107–121, 2003.
- Bertrand, F., Tanguy, P. A., and Thibault, F. A three-dimensional fictitious domain method for incompressible fluid flow problems. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 25(6) :719–736, 1997.
- Billen, M. Modeling the dynamics of subducting slabs. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 36 : 325–356, 2008.
- Billen, M. I. and Hirth, G. Rheologic controls on slab dynamics. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 8(8), 2007.
- Bonnardot, M.-A., Hassani, R., and Tric, E. Numerical modelling of lithosphere–asthenosphere interaction in a subduction zone. *Earth and Planetary Science Letters*, 272(3–4) :698–708, 2008a. ISSN 0012-821X. doi : 10.1016/j.epsl.2008.06.009.
- Bonnardot, M.-A., Hassani, R., Tric, E., Ruellan, E., and Régnier, M. Effect of margin curvature on plate deformation in a 3-d numerical model of subduction zones. *Geophysical Journal International*, 173(3) :1084–1094, 2008b.
- Bot, E., Hulsen, M., and Van den Brule, B. The motion of two spheres falling along their line of centres in a boger fluid. *Journal of non-newtonian fluid mechanics*, 79(2) :191–212, 1998.
- Buffett, B. A. Plate force due to bending at subduction zones. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 111(B9), 2006.

-
- Buffett, B. A. and Heuret, A. Curvature of subducted lithosphere from earthquake locations in the wadati-benioff zone. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 12(6), 2011.
- Buiter, S., Govers, R., and Wortel, M. A modelling study of vertical surface displacements at convergent plate margins. *Geophysical Journal International*, 147(2) :415–427, 2001.
- Burov, E. B. The equivalent elastic thickness (t_e), seismicity and the long-term rheology of continental lithosphere : Time to burn-out “crème brûlée” ? : Insights from large-scale geodynamic modeling. *Tectonophysics*, 484(1) :4–26, 2010.
- Buttles, J. and Olson, P. A laboratory model of subduction zone anisotropy. *Earth and Planetary Science Letters*, 164(1) :245–262, 1998.
- Caldwell, J. G., Haxby, W. F., Karig, D. E., and Turcotte, D. L. On the applicability of a universal elastic trench profile. *Earth and Planetary Science Letters*, 31(2) :239–246, 1976.
- Capitanio, F. and Faccenda, M. Complex mantle flow around heterogeneous subducting oceanic plates. *Earth and Planetary Science Letters*, 353 :29–37, 2012.
- Capitanio, F. and Morra, G. The bending mechanics in a dynamic subduction system : Constraints from numerical modelling and global compilation analysis. *Tectonophysics*, 522 : 224–234, 2012.
- Capitanio, F. A., Morra, G., and Goes, S. Dynamics of plate bending at the trench and slab-plate coupling. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 10(4), 2009.
- Capitanio, F. A., Stegman, D., Moresi, L.-N., and Sharples, W. Upper plate controls on deep subduction, trench migrations and deformations at convergent margins. *Tectonophysics*, 483 (1) :80–92, 2010.
- Capitanio, F.A., Morra, G., and Goes, S. Dynamic models of downgoing plate-buoyancy driven subduction : Subduction motions and energy dissipation. *Earth and Planetary Science Letters*, 262(1) :284–297, 2007.
- Cembrano, J., Lavenu, A. and Yañez, G., Riquelme, R., García, M., González, G., and Hérail, G. Neotectonics. *The geology of Chile (Moreno, T; Gibbons, W.; editors). The Geological Society, London*, pages 231–261, 2007.
- Cerpa, N. G., Hassani, R., Gerbault, M., and Prévost, J.-H. A fictitious domain method for lithosphere-asthenosphere interaction : Application to periodic slab folding in the upper mantle. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 2014.

-
- Chapple, W. M. and Tullis, T. E. Evaluation of the forces that drive the plates. *Journal of geophysical research*, 82(14) :1967–1984, 1977.
- Chemenda, A., Lallemand, S., and Bokun, A. Strain partitioning and interplate friction in oblique subduction zones : constraints provided by experimental modeling. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 105(B3) :5567–5581, 2000.
- Chéry, J., Zoback, M. D., and Hassani, R. An integrated mechanical model of the san andreas fault in central and northern california. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 106 (B10) :22051–22066, 2001. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2001JB000382.
- Christensen, U. R. The influence of trench migration on slab penetration into the lower mantle. *Earth and Planetary Science Letters*, 140(1) :27–39, 1996.
- Christensen, U. R. and Yuen, D. A. The interaction of a subducting lithospheric slab with a chemical or phase boundary. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 89 (B6) :4389–4402, 1984.
- Čížková, H. and Bina, C. Effects of mantle and subduction-interface rheologies on slab stagnation and trench rollback. *Earth and Planetary Science Letters*, 379 :95–103, 2013.
- Čížková, H., van Hunen, J., and van den Berg, A. Stress distribution within subducting slabs and their deformation in the transition zone. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 161(3) :202–214, 2007.
- Clark, S., Stegman, D., and Müller, R.r. Episodicity in back-arc tectonic regimes. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 171(1) :265–279, 2008.
- Cloos, M. Lithospheric buoyancy and collisional orogenesis : Subduction of oceanic plateaus, continental margins, island arcs, spreading ridges, and seamounts. *Geological Society of America Bulletin*, 105(6) :715–737, 1993.
- Conrad, C. P. and Hager, B. H. Effects of plate bending and fault strength at subduction zones on plate dynamics. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 104(B8) : 17551–17571, 1999.
- Conrad, C. P. and Lithgow-Bertelloni, C. How mantle slabs drive plate tectonics. *Science*, 298 (5591) :207–209, 2002.

-
- Cortez, R., Fauci, L., and Medovikov, A. The method of regularized stokeslets in three dimensions : analysis, validation, and application to helical swimming. *Physics of Fluids (1994-present)*, 17(3) :031504, 2005.
- Crameri, F. and Tackley, P. J. Spontaneous development of arcuate single-sided subduction in global 3-d mantle convection models with a free surface. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 119(7) :5921–5942, 2014.
- Crameri, F., Tackley, P. J., Meilick, I., Gerya, T. V., and Kaus, B. A free plate surface and weak oceanic crust produce single-sided subduction on earth. *Geophysical Research Letters*, 39(3), 2012.
- Cundall, P. A. A microcomputer program for modelling large-strain plasticity problems. *Proc. 6th Int Conf on Numerical Methods in Geomechanics, Innsbruck, Austria, 1988*, 1988.
- Davies, D., Wilson, C., and Kramer, S. Fluidity : A fully unstructured anisotropic adaptive mesh computational modeling framework for geodynamics. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 12(6), 2011.
- De Ignacio, C., López, I., Oyarzun, R., and Márquez, A. The northern patagonia somuncura plateau basalts : a product of slab-induced, shallow asthenospheric upwelling? *Terra Nova*, 13(2) :117–121, 2001.
- DeCelles, P. and Graham, S. Cyclical processes in the north american cordilleran orogenic system. *Geology*, pages G36482–1, 2015.
- DeCelles, P., Ducea, M., Kapp, P., and Zandt, G. Cyclicity in cordilleran orogenic systems. *Nature Geoscience*, 2(4) :251–257, 2009.
- Deubelbeiss, Y. and Kaus, B. Comparison of eulerian and lagrangian numerical techniques for the stokes equations in the presence of strongly varying viscosity. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 171(1) :92–111, 2008.
- Di Giuseppe, E., Van Hunen, J., Funiciello, F., Faccenna, C., and Giardini, D. Slab stiffness control of trench motion : Insights from numerical models. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 9(2), 2008.
- Doglioni, C., Carminati, E., Cuffaro, M., and Scrocca, D. Subduction kinematics and dynamic constraints. *Earth-Science Reviews*, 83(3) :125–175, 2007.

-
- Dohrmann, C. R. and Bochev, P. B. A stabilized finite element method for the stokes problem based on polynomial pressure projections. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 46(2) :183–201, 2004. ISSN 1097-0363. doi : 10.1002/fld.752.
- Donea, J., Giuliani, S., and Halleux, J.P. An arbitrary lagrangian-eulerian finite element method for transient dynamic fluid-structure interactions. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 33(1) :689–723, 1982.
- Duarte, João C, Schellart, Wouter P, and Cruden, Alexander R. Three-dimensional dynamic laboratory models of subduction with an overriding plate and variable interplate rheology. *Geophysical Journal International*, page ggt257, 2013.
- Duretz, T, Schmalholz, SM, and Gerya, TV. Dynamics of slab detachment. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 13(3), 2012.
- Dvorkin, J., Nur, A., Mavko, G., and Ben-Avraham, Z. Narrow subducting slabs and the origin of backarc basins. *Tectonophysics*, 227(1) :63–79, 1993.
- Dziewonski, A. M. and Anderson, D. L. Preliminary reference earth model. *Physics of the earth and planetary interiors*, 25(4) :297–356, 1981.
- Espurt, N., Funicello, F., Martinod, J., Guillaume, B., Regard, V., Faccenna, C., and Brusset, S. Flat subduction dynamics and deformation of the south american plate : Insights from analog modeling. *Tectonics*, 27(3), 2008.
- Evans, B., Fredrich, J. T., and Wong, T.-F. The brittle-ductile transition in rocks : Recent experimental and theoretical progress. *The Brittle-ductile Transition in Rocks*, pages 1–20, 1990.
- Faccenda, M. and Capitanio, F.A. Development of mantle seismic anisotropy during subduction-induced 3-d flow. *Geophysical Research Letters*, 39(11), 2012.
- Faccenna, C., Becker, T., Lucente, F., Jolivet, L., and Rossetti, F. History of subduction and back arc extension in the central mediterranean. *Geophysical Journal International*, 145(3) : 809–820, 2001.
- Faccenna, C., Becker, T., Lallemand, S., Lagabriele, Y., Funicello, F., and Piromallo, C. Subduction-triggered magmatic pulses : A new class of plumes ? *Earth and Planetary Science Letters*, 299(1) :54–68, 2010.

-
- Faccenna, C., Becker, T. W., Conrad, C. P., and Husson, L. Mountain building and mantle dynamics. *Tectonics*, 32(1) :80–93, 2013.
- Fadlun, E.A., Verzicco, R., Orlandi, P., and Mohd-Yusof, J. Combined immersed-boundary finite-difference methods for three-dimensional complex flow simulations. *Journal of Computational Physics*, 161(1) :35–60, 2000.
- Farhat, Charbel and Lesoinne, Michael. Two efficient staggered algorithms for the serial and parallel solution of three-dimensional nonlinear transient aeroelastic problems. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 182(3) :499–515, 2000.
- Farrington, RJ, Moresi, L-N, and Capitanio, FA. The role of viscoelasticity in subducting plates. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 15(11) :4291–4304, 2014.
- Felippa, C. A., Park, K. C., and Farhat, C. Partitioned analysis of coupled mechanical systems. *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, 190 :3247–3270, 2001.
- Folguera, A. and Ramos, V. A. Repeated eastward shifts of arc magmatism in the southern andes : a revision to the long-term pattern of andean uplift and magmatism. *Journal of South American Earth Sciences*, 32(4) :531–546, 2011.
- Forsyth, D. and Uyeda, S. On the relative importance of the driving forces of plate motion. *Geophysical Journal International*, 43(1) :163–200, 1975.
- Fourel, L., Goes, S., and Morra, G. The role of elasticity in slab bending. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 15(11) :4507–4525, 2014.
- Fukao, Y. and Obayashi, M. Subducted slabs stagnant above, penetrating through, and trapped below the 660 km discontinuity. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 118(11) : 5920–5938, 2013.
- Fukao, Y., Obayashi, M., Inoue, H., and Nenbai, M. Subducting slabs stagnant in the mantle transition zone. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 97(B4) :4809–4822, 1992.
- Fukao, Y., Obayashi, M., and Nakakuki, T. Stagnant slab : a review. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 37 :19–46, 2009.
- Funiciello, F., Faccenna, C., Giardini, D., and Regenauer-Lieb, K. Dynamics of retreating slabs : 2. insights from three-dimensional laboratory experiments. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 108(B4), 2003a.

-
- Funiciello, F., Morra, G., Regenauer-Lieb, K., and Giardini, D. Dynamics of retreating slabs : 1. insights from two-dimensional numerical experiments. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 108(B4), 2003b.
- Funiciello, F., Moroni, M., Piromallo, C., Faccenna, C., Cenedese, A., and Bui, H. Mapping mantle flow during retreating subduction : Laboratory models analyzed by feature tracking. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 111(B3), 2006.
- Funiciello, F., Faccenna, C., Heuret, A., Lallemand, Serge, Di Giuseppe, E, and Becker, TW. Trench migration, net rotation and slab–mantle coupling. *Earth and Planetary Science Letters*, 271(1) :233–240, 2008.
- Garel, F., Goes, S., Davies, D., Davies, J., Kramer, S., and Wilson, C. Interaction of subducted slabs with the mantle transition-zone : A regime diagram from 2-d thermo-mechanical models with a mobile trench and an overriding plate. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 2014.
- Garfunkel, Z., Anderson, C., and Schubert, G. Mantle circulation and the lateral migration of subducted slabs. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 91(B7) : 7205–7223, 1986.
- Gerbault, M., Cembrano, J., Mpodozis, C., Farias, M., and Pardo, M. Continental margin deformation along the andean subduction zone : Thermo-mechanical models. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 177(3) :180–205, 2009.
- Gerya, T. and Yuen, D. Characteristics-based marker-in-cell method with conservative finite-differences schemes for modeling geological flows with strongly variable transport properties. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 140(4) :293–318, 2003.
- Gerya, Taras V, Fossati, David, Cantieni, Curdin, and Seward, Diane. Dynamic effects of aseismic ridge subduction : numerical modelling. *European Journal of Mineralogy*, 21(3) : 649–661, 2009.
- Gibert, G., Gerbault, M., Hassani, R., and Tric, E. Dependency of slab geometry on absolute velocities and conditions for cyclicity : insights from numerical modelling. *Geophysical Journal International*, 189(2) :747–760, 2012. ISSN 1365-246X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2012.05426.x.
- Glowinski, R., Pan, T.-W., and Periaux, J. A fictitious domain method for dirichlet problem and applications. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 111(3) :283–303, 1994.

-
- Glowinski, R., Pan, T.-W., and Periaux, J. A lagrange multiplier/fictitious domain method for the dirichlet problem — generalization to some flow problems. *Japan J. Indust. Appl. Math.*, 12(1) :87–108, February 1995. ISSN 0916-7005, 1868-937X. doi : 10.1007/BF03167383.
- Glowinski, R., Pan, T.-W., Hesla, T.I., and Joseph, D.D. A distributed lagrange multiplier/fictitious domain method for particulate flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 25(5) :755–794, 1999. ISSN 0301-9322. doi : 10.1016/S0301-9322(98)00048-2.
- Goes, S., Capitanio, F. A., Morra, G., Seton, M., and Giardini, D. Signatures of downgoing plate-buoyancy driven subduction in cenozoic plate motions. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 184(1) :1–13, 2011.
- Gorring, M., Kay, S., Zeitler, P., Ramos, V., Rubiolo, D., Fernandez, M., and Panza, J. Neogene patagonian plateau lavas : continental magmas associated with ridge collision at the chile triple junction. *Tectonics*, 16(1) :1–17, 1997.
- Gripp, A. E. and Gordon, R. G. Young tracks of hotspots and current plate velocities. *Geophysical Journal International*, 150(2) :321–361, 2002.
- Gudmundsson, Ó. and Sambridge, M. A regionalized upper mantle (rum) seismic model. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 103(B4) :7121–7136, 1998.
- Guillaume, B., Martinod, J., and Espurt, N. Variations of slab dip and overriding plate tectonics during subduction : insights from analogue modelling. *Tectonophysics*, 463(1) :167–174, 2009.
- Guillaume, B., Moroni, M., Funicello, F., Martinod, J., and Faccenna, C. Mantle flow and dynamic topography associated with slab window opening : Insights from laboratory models. *Tectonophysics*, 496(1) :83–98, 2010.
- Guillou-Frottier, L., Buttles, J., and Olson, P. Laboratory experiments on the structure of subducted lithosphere. *Earth and Planetary Science Letters*, 133(1) :19–34, 1995.
- Gutscher, M.-A., Spakman, W., Bijwaard, H., and Engdahl, E. Geodynamics of flat subduction : seismicity and tomographic constraints from the andean margin. *Tectonics*, 19(5) :814–833, 2000.
- Han, L. and Gurnis, M. How valid are dynamic models of subduction and convection when plate motions are prescribed ? *Physics of the earth and planetary interiors*, 110(3) :235–246, 1999.

-
- Hanks, T. C. The kuril trench-hokkaido rise system : large shallow earthquakes and simple models of deformation. *Geophysical Journal International*, 23(2) :173–189, 1971.
- Haschke, M., Günther, A., Melnick, D., Echtler, H., Reutter, K.-J., Scheuber, E., and Oncken, O. Central and southern andean tectonic evolution inferred from arc magmatism. In *The Andes*, pages 337–353. Springer, 2006.
- Hassani, R., Jongmans, D., and Chéry, J. Study of plate deformation and stress in subduction processes using two-dimensional numerical models. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 102(B8) :17951–17965, 1997. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/97JB01354.
- Hayes, G. P., Wald, D. J, and Johnson, R. L. Slab1.0 : A three-dimensional model of global subduction zone geometries. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 117 (B1), 2012.
- Heil, M., Hazel, A., and Boyle, J. Solvers for large-displacement fluid–structure interaction problems : segregated versus monolithic approaches. *Computational Mechanics*, 43(1) :91–101, 2008.
- Heuret, A. and Lallemand, S. Plate motions, slab dynamics and back-arc deformation. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 149(1) :31–51, 2005.
- Heuret, A., Funiciello, F., Faccenna, C., and Lallemand, S. Plate kinematics, slab shape and back-arc stress : a comparison between laboratory models and current subduction zones. *Earth and Planetary Science Letters*, 256(3) :473–483, 2007.
- Hillebrand, B., Thieulot, C., Geenen, T., Van Den Berg, A., and Spakman, W. Using the level set method in geodynamical modeling of multi-material flows and earth’s free surface. *Solid Earth*, 5(2) :1087–1098, 2014.
- Hirth, G. and Kohlstedt, D. Rheology of the upper mantle and the mantle wedge : A view from the experimentalists. *Inside the subduction Factory*, pages 83–105, 2003.
- Hoernle, K., Abt, D. L, Fischer, K. M, Nichols, H., Hauff, F., Abers, G. A., van den Bogaard, P., Heydolph, K., Alvarado, G., Protti, M., et al. Arc-parallel flow in the mantle wedge beneath costa rica and nicaragua. *Nature*, 451(7182) :1094–1097, 2008.
- Hoffmann-Rothe, A., Kukowski, N., Dresen, G., Echtler, H., Oncken, O., Klotz, J., Scheuber, E., and Kellner, A. Oblique convergence along the chilean margin : partitioning, margin-

-
- parallel faulting and force interaction at the plate interface. In *The Andes*, pages 125–146. Springer, 2006.
- Holt, A., Becker, T., and Buffett, B. Trench migration and overriding plate stress in dynamic subduction models. *Geophysical Journal International*, 201(1) :172–192, 2015.
- Holt, A., Buffett, B., and Becker, T. Overriding plate thickness control on subducting plate curvature. *Geophysical Research Letters*, in press. doi : 10.1029/2001JB000382.
- Hou, G., Wang, J., and Layton, A. Numerical methods for fluid-structure interaction—a review. *Commun. Comput. Phys*, 12(2) :337–377, 2012.
- Houseman, G. A. and Gubbins, D. Deformation of subducted oceanic lithosphere. *Geophysical Journal International*, 131(3) :535–551, 1997.
- Husson, L. Trench migration and upper plate strain over a convecting mantle. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 212 :32–43, 2012.
- Husson, L., Conrad, C., and Faccenna, C. Plate motions, andean orogeny, and volcanism above the south atlantic convection cell. *Earth and Planetary Science Letters*, 317 :126–135, 2012.
- Isacks, B. and Molnar, P. Mantle earthquake mechanisms and the sinking of the lithosphere. *Nature*, 223(5211) :1121–1124, 1969.
- Isacks, B. and Molnar, P. Distribution of stresses in the descending lithosphere from a global survey of focal-mechanism solutions of mantle earthquakes. *Reviews of Geophysics*, 9(1) : 103–174, 1971.
- Isacks, B. L. Uplift of the central andean plateau and bending of the bolivian orocline. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 93(B4) :3211–3231, 1988.
- Jadamec, M. A. and Billen, M. I. Reconciling surface plate motions with rapid three-dimensional mantle flow around a slab edge. *Nature*, 465(7296) :338–341, 2010.
- Jaillard, E. and Soler, P. Cretaceous to early paleogene tectonic evolution of the northern central andes (0–18 s) and its relations to geodynamics. *Tectonophysics*, 259(1) :41–53, 1996.
- Jarrard, R. D. Relations among subduction parameters. *Reviews of Geophysics*, 24(2) :217–284, 1986.

-
- Jolivet, L., Faccenna, C., D'Agostino, N., Fournier, M., and Worrall, D. The kinematics of back-arc basins, examples from the tyrrhenian, aegean and japan seas. *Geological Society, London, Special Publications*, 164(1) :21–53, 1999.
- Jordan, T. and Allmendinger, R. The sierras pampeanas of argentina : A modern analogue of rocky mountain foreland deformation. *American Journal of Science*, 286(10) :737–764, 1986.
- Jordán, T., Isacks, B., Allmendinger, R., Brewer, J., Ramos, V., and Ando, C. Andean tectonics related to geometry of subducted nazca plate. *Geological Society of America Bulletin*, 94(3) : 341–361, 1983.
- Jordan, T., Burns, W., Veiga, R., Pángaro, F., Copeland, P., Kelley, S., and Mpodozis, C. Extension and basin formation in the southern andes caused by increased convergence rate : A mid-cenozoic trigger for the andes. *Tectonics*, 20(3) :308–324, 2001.
- Kameyama, M. and Nishioka, R. Generation of ascending flows in the big mantle wedge (bmw) beneath northeast asia induced by retreat and stagnation of subducted slab. *Geophysical Research Letters*, 39(10), 2012.
- Kameyama, M., Yuen, D. A., and Karato, S.-I. Thermal-mechanical effects of low-temperature plasticity (the peierls mechanism) on the deformation of a viscoelastic shear zone. *Earth and Planetary Science Letters*, 168(1) :159–172, 1999.
- Karason, H. and Van Der Hilst, R. D. Constraints on mantle convection from seismic tomography. *The History and Dynamics of Global Plate Motions*, pages 277–288, 2000.
- Karato, S.-i. Rheology of the earth's mantle : A historical review. *Gondwana Research*, 18(1) : 17–45, 2010.
- Karato, S.-i. and Wu, P. Rheology of the upper mantle : A synthesis. *Science*, 260(5109) : 771–778, 1993.
- Katsura, T. and Ito, E. The system $\text{mg}_2\text{SiO}_4\text{-fe}_2\text{SiO}_4$ at high pressures and temperatures : Precise determination of stabilities of olivine, modified spinel, and spinel. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 94(B11) :15663–15670, 1989.
- Katsura, T., Yamada, H., Shinmei, T., Kubo, A., Ono, S., Kanzaki, M., Yoneda, A., Walter, M. J., Ito, E., Urakawa, S., Kenichi, F., and Wataru, U. Post-spinel transition in $\text{mg}_2\text{SiO}_4\text{-fe}_2\text{SiO}_4$ determined by high p-t in situ x-ray diffractometry. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 136(1) :11–24, 2003.

-
- Kaus, B., Mühlhaus, H., and May, D. A stabilization algorithm for geodynamic numerical simulations with a free surface. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 181(1) :12–20, 2010.
- Kaus, B. J.P. and Becker, T. W. Effects of elasticity on the rayleigh–taylor instability : implications for large-scale geodynamics. *Geophysical Journal International*, 168(2) :843–862, 2007.
- Kay, R. and Mahlburg Kay, S. Delamination and delamination magmatism. *Tectonophysics*, 219(1) :177–189, 1993.
- Kay, S., MaksaeV, V., Moscoso, R., Mpodozis, C., and Nasi, C. Probing the evolving andean lithosphere : Mid-late tertiary magmatism in chile (29°–30°30' s) over the modern zone of subhorizontal subduction. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 92 (B7) :6173–6189, 1987.
- Kay, S. M. and Abbruzzi, J. M. Magmatic evidence for neogene lithospheric evolution of the central andean “flat-slab” between 30° s and 32°s. *Tectonophysics*, 259(1) :15–28, 1996.
- Kay, S. M. and Mpodozis, C. Magmatism as a probe to the neogene shallowing of the nazca plate beneath the modern chilean flat-slab. *Journal of South American Earth Sciences*, 15 (1) :39–57, 2002.
- Kay, S. M., Gorrington, M., and Ramos, V. A. Magmatic sources, setting and causes of eocene to recent patagonian plateau magmatism (36 s to 52 s latitude). *Revista de la Asociación Geológica Argentina*, 59(4) :556–568, 2004.
- Kay, S. M., Ardolino, A., Gorrington, M., and Ramos, V. A. The somuncura large igneous province in patagonia : interaction of a transient mantle thermal anomaly with a subducting slab. *Journal of Petrology*, 48(1) :43–77, 2007.
- Kincaid, C. and Griffiths, R.W. Variability in flow and temperatures within mantle subduction zones. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 5(6), 2004.
- Kincaid, C. and Olson, P. An experimental study of subduction and slab migration. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 92(B13) :13832–13840, 1987.
- Kley, J. and Monaldi, C. R. Tectonic shortening and crustal thickness in the central andes : How good is the correlation ? *Geology*, 26(8) :723–726, 1998.

-
- Kneller, E. and van Keken, P. Effect of three-dimensional slab geometry on deformation in the mantle wedge : Implications for shear wave anisotropy. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 9(1), 2008.
- Kohlstedt, D. L., Evans, B., and Mackwell, S. J. Strength of the lithosphere : Constraints imposed by laboratory experiments. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 100(B9) :17587–17602, 1995.
- Kramer, S., Wilson, C., and Davies, D. An implicit free surface algorithm for geodynamical simulations. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 194 :25–37, 2012.
- Kreemer, C., Holt, W., and Haines, A. An integrated global model of present-day plate motions and plate boundary deformation. *Geophysical Journal International*, 154(1) :8–34, 2003.
- Lallemand, S., Heuret, A., and Boutelier, D. On the relationships between slab dip, back-arc stress, upper plate absolute motion, and crustal nature in subduction zones. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 6(9), 2005.
- Lallemand, S., Heuret, A., Faccenna, C., and Funiciello, F. Subduction dynamics as revealed by trench migration. *Tectonics*, 27(3), 2008.
- Lamb, S. and Davis, P. Cenozoic climate change as a possible cause for the rise of the andes. *Nature*, 425(6960) :792–797, 2003.
- Le Pichon, X. Sea-floor spreading and continental drift. *Journal of Geophysical Research*, 73 (12) :3661–3697, 1968.
- Lee, C. and King, S. D. Dynamic buckling of subducting slabs reconciles geological and geophysical observations. *Earth and Planetary Science Letters*, 312(3) :360–370, 2011.
- Leveque, R. J. and Li, Z. The immersed interface method for elliptic equations with discontinuous coefficients and singular sources. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, 31(4) : 1019–1044, 1994.
- Leveque, R. J. and Li, Z. Immersed interface methods for stokes flow with elastic boundaries or surface tension. *SIAM Journal on Scientific Computing*, 18(3) :709–735, 1997.
- Li, C., van der Hilst, R. D., Engdahl, E. R., and Burdick, S. A new global model for p wave speed variations in earth’s mantle. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 9(5), 2008.

-
- Li, Z.-H. and Ribe, N. Dynamics of free subduction from 3-d boundary element modeling. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 117(B6), 2012.
- Lister, C. Gravitational drive on oceanic plates caused by thermal contraction. *Nature*, 257 (5528) :663–665, 1975.
- Long, M. and Wirth, E. Mantle flow in subduction systems : The mantle wedge flow field and implications for wedge processes. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 118(2) : 583–606, 2013.
- Long, M. D. and Silver, P. G. The subduction zone flow field from seismic anisotropy : a global view. *science*, 319(5861) :315–318, 2008.
- Long, M. D. and Silver, P. G. Mantle flow in subduction systems : The subslab flow field and implications for mantle dynamics. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 114(B10), 2009.
- Marot, M., Monfret, T., Pardo, M., Ranalli, G., and Nolet, G. A double seismic zone in the subducting juan fernandez ridge of the nazca plate (32° s), central chile. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 118(7) :3462–3475, 2013.
- Marot, M., Monfret, T., Gerbault, M., Nolet, G., Ranalli, G., and Pardo, M. Flat versus normal subduction zones : a comparison based on 3-d regional traveltime tomography and petrological modelling of central chile and western argentina (29°–35° s). *Geophysical Journal International*, 199(3) :1633–1654, 2014.
- Martinod, J., Funiciello, F., Faccenna, C., Labanieh, S., and Regard, V. Dynamical effects of subducting ridges : insights from 3-d laboratory models. *Geophysical Journal International*, 163(3) :1137–1150, 2005.
- Martinod, J., Husson, L., Roperch, P., Guillaume, B., and Espurt, N. Horizontal subduction zones, convergence velocity and the building of the andes. *Earth and Planetary Science Letters*, 299(3) :299–309, 2010.
- Martinod, J., Guillaume, B., Espurt, N., Faccenna, C., Funiciello, F., and Regard, V. Effect of aseismic ridge subduction on slab geometry and overriding plate deformation : Insights from analogue modeling. *Tectonophysics*, 588 :39–55, 2013.
- Maury, B. A fat boundary method for the poisson problem in a domain with holes. *Journal of scientific computing*, 16(3) :319–339, 2001.

-
- May, D. and Moresi, L. Preconditioned iterative methods for stokes flow problems arising in computational geodynamics. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 171(1) :33–47, 2008.
- May, D., Schellart, W., and Moresi, L. Overview of adaptive finite element analysis in computational geodynamics. *Journal of Geodynamics*, 70 :1–20, 2013.
- McKenzie, D. P. Speculations on the consequences and causes of plate motions. *Geophysical Journal International*, 18(1) :1–32, 1969.
- McKenzie, D. P. The initiation of trenches. *Island arcs, deep sea trenches and back-arc basins*, pages 57–61, 1977.
- McKenzie, D. P. and Parker, R. L. The north pacific : an example of tectonics on a sphere. *Nature*, 216 :1276–1280, 1967.
- Mitrovica, J. and Forte, A. A new inference of mantle viscosity based upon joint inversion of convection and glacial isostatic adjustment data. *Earth and Planetary Science Letters*, 225 (1) :177–189, 2004.
- Moresi, L. and Solomatov, V. Numerical investigation of 2d convection with extremely large viscosity variations. *Physics of Fluids (1994-present)*, 7(9) :2154–2162, 1995.
- Moresi, L., Zhong, S., and Gurnis, M. The accuracy of finite element solutions of stokes’s flow with strongly varying viscosity. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 97(1) :83–94, 1996.
- Moresi, L., Dufour, F., and Mühlhaus, H. A lagrangian integration point finite element method for large deformation modeling of viscoelastic geomaterials. *Journal of Computational Physics*, 184(2) :476–497, 2003.
- Morra, G. and Regenauer-Lieb, K. A coupled solid–fluid method for modelling subduction. *Philosophical magazine*, 86(21-22) :3307–3323, 2006.
- Mühlhaus, H.-B. and Regenauer-Lieb, K. Towards a self-consistent plate mantle model that includes elasticity : simple benchmarks and application to basic modes of convection. *Geophysical Journal International*, 163(2) :788–800, 2005.
- Müller, R. D., Sdrolias, M., Gaina, C., and Roest, W. R. Age, spreading rates, and spreading asymmetry of the world’s ocean crust. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 9(4), 2008.

-
- Myhill, R. Slab buckling and its effect on the distributions and focal mechanisms of deep-focus earthquakes. *Geophysical Journal International*, page ggs054, 2012.
- O’Driscoll, L. J., Richards, M. A., and Humphreys, E. D. Nazca–south america interactions and the late eocene–late oligocene flat-slab episode in the central andes. *Tectonics*, 31(2), 2012.
- Oncken, O., Hindle, D., Kley, J., Elger, K., V., Pia, and Schemmann, K. Deformation of the central andean upper plate system—facts, fiction, and constraints for plateau models. In *The Andes*, pages 3–27. Springer, 2006.
- Pardo, M., Comte, D., and Monfret, T. Seismotectonic and stress distribution in the central chile subduction zone. *Journal of South American Earth Sciences*, 15(1) :11–22, 2002.
- Pardo-Casas, F. and Molnar, P. Relative motion of the nazca (farallon) and south american plates since late cretaceous time. *Tectonics*, 6(3) :233–248, 1987.
- Parsons, B. and Richter, F. A relation between the driving force and geoid anomaly associated with mid-ocean ridges. *Earth and Planetary Science Letters*, 51(2) :445–450, 1980.
- Parsons, B. and Sclater, J. An analysis of the variation of ocean floor bathymetry and heat flow with age. *Journal of geophysical research*, 82(5) :803–827, 1977.
- Paulson, A., Zhong, S., and Wahr, J. Inference of mantle viscosity from grace and relative sea level data. *Geophysical Journal International*, 171(2) :497–508, 2007.
- Peltier, W. R. Postglacial variations in the level of the sea : Implications for climate dynamics and solid-earth geophysics. *Reviews of Geophysics*, 36(4) :603–689, 1998.
- Pérez-Gussinyé, M., Lowry, A., Phipps, M., and Tassara, A. Effective elastic thickness variations along the andean margin and their relationship to subduction geometry. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 9(2), 2008.
- Peskin, C. S. Flow patterns around heart valves : a numerical method. *Journal of computational physics*, 10(2) :252–271, 1972.
- Peskin, C. S. The immersed boundary method. *Acta numerica*, 11 :479–517, 2002.
- Petra, C. G., Schenk, O., Lubin, M., and Gäertner, K. An augmented incomplete factorization approach for computing the schur complement in stochastic optimization. *SIAM Journal on Scientific Computing*, 36(2) :C139–C162, 2014.

-
- Piromallo, C., Becker, T. W., Funiciello, F., and Faccenna, C. Three-dimensional instantaneous mantle flow induced by subduction. *Geophysical Research Letters*, 33(8), 2006.
- Popov, A. and Sobolev, S. Slim3d : A tool for three-dimensional thermomechanical modeling of lithospheric deformation with elasto-visco-plastic rheology. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 171(1) :55–75, 2008.
- Quinteros, J. and Sobolev, S. Why has the nazca plate slowed since the neogene? *Geology*, 41(1) :31–34, 2013.
- Quinteros, J., Sobolev, S., and Popov, A. Viscosity in transition zone and lower mantle : Implications for slab penetration. *Geophysical Research Letters*, 37(9), 2010.
- Ramos, V. A. Seismic ridge subduction and topography : Foreland deformation in the patagonian andes. *Tectonophysics*, 399(1) :73–86, 2005.
- Ramos, V. A. Anatomy and global context of the andes : Main geologic features and the andean orogenic cycle. *Geological Society of America Memoirs*, 204 :31–65, 2009.
- Ramos, V. A. and Folguera, A. Payenia volcanic province in the southern andes : An appraisal of an exceptional quaternary tectonic setting. *Journal of Volcanology and geothermal Research*, 201(1) :53–64, 2011.
- Ramos, V. A. and Kay, S. M. Southern patagonian plateau basalts and deformation : backarc testimony of ridge collisions. *Tectonophysics*, 205(1) :261–282, 1992.
- Ramos, V. A., Cristallini, E., and Pérez, D. The pampean flat-slab of the central andes. *Journal of South American Earth Sciences*, 15(1) :59–78, 2002.
- Regenauer-Lieb, K. and Yuen, D. A. Modeling shear zones in geological and planetary sciences : solid-and fluid-thermal–mechanical approaches. *Earth-Science Reviews*, 63(3) :295–349, 2003.
- Regenauer-Lieb, K., Weinberg, R., and Rosenbaum, G. The role of elastic stored energy in controlling the long term rheological behaviour of the lithosphere. *Journal of Geodynamics*, 55 :66–75, 2012.
- Ribe, N. M. Seismic anisotropy and mantle flow. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* (1978–2012), 94(B4) :4213–4223, 1989.
- Ribe, N. M. Periodic folding of viscous sheets. *Physical Review E*, 68(3) :036305, 2003.

-
- Ribe, N. M. Bending mechanics and mode selection in free subduction : a thin-sheet analysis. *Geophysical Journal International*, 180(2) :559–576, 2010.
- Ribe, N. M., Stutzmann, E., Ren, Y., and Van Der Hilst, R. Buckling instabilities of subducted lithosphere beneath the transition zone. *Earth and Planetary Science Letters*, 254(1) :173–179, 2007.
- Rodríguez-González, J., Negredo, A., and Billen, M. The role of the overriding plate thermal state on slab dip variability and on the occurrence of flat subduction. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 13(1), 2012.
- Rodríguez-González, J., Billen, M., and Negredo, A. Non-steady-state subduction and trench-parallel flow induced by overriding plate structure. *Earth and Planetary Science Letters*, 401 :227–235, 2014.
- Rousse, S., Gilder, S., Farber, D., McNulty, B., Patriat, P., Torres, V., and Sempere, T. Paleomagnetic tracking of mountain building in the peruvian andes since 10 ma. *Tectonics*, 22(5), 2003.
- Rubie, D. C. and Ross, C. R. Kinetics of the olivine-spinel transformation in subducting lithosphere : Experimental constraints and implications for deep slab processes. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 86(1) :223–243, 1994.
- Saul’ev, V. K. On solution of some boundary value problems on high performance computers by fictitious domain method. *Siberian Math. J.*, 4(4) :912–925, 1963.
- Schellart, W., Freeman, J., Stegman, D., Moresi, L., and May, D. Evolution and diversity of subduction zones controlled by slab width. *Nature*, 446(7133) :308–311, 2007.
- Schellart, W., Stegman, D., and Freeman, J. Global trench migration velocities and slab migration induced upper mantle volume fluxes : Constraints to find an earth reference frame based on minimizing viscous dissipation. *Earth-Science Reviews*, 88(1) :118–144, 2008.
- Schellart, W. P. Kinematics and flow patterns in deep mantle and upper mantle subduction models : Influence of the mantle depth and slab to mantle viscosity ratio. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 9(3), 2008.
- Schellart, W. P. Mount etna–iblean volcanism caused by rollback-induced upper mantle upwelling around the ionian slab edge : an alternative to the plume model. *Geology*, 38(8) : 691–694, 2010.

-
- Schellart, W. P. and Moresi, L. A new driving mechanism for backarc extension and backarc shortening through slab sinking induced toroidal and poloidal mantle flow : results from dynamic subduction models with an overriding plate. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 118(6) :3221–3248, 2013.
- Schellart, W.P. Kinematics of subduction and subduction-induced flow in the upper mantle. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 109(B7), 2004.
- Schmeling, H., Babeyko, A.Y., Enns, A., Faccenna, C., Funiciello, F., Gerya, T., Golabek, G.J., Grigull, S., Kaus, B., Morra, G., et al. A benchmark comparison of spontaneous subduction models—towards a free surface. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 171(1) :198–223, 2008.
- Schubnel, A., Brunet, F., Hilaret, N., Gasc, J., Wang, Y., and Green, H. W. Deep-focus earthquake analogs recorded at high pressure and temperature in the laboratory. *Science*, 341(6152) :1377–1380, 2013.
- Scire, A., Biryol, C., Zandt, G., and Beck, S. Imaging the nazca slab and surrounding mantle to 700 km depth beneath the central andes (18° s to 28° s). *Geological Society of America Memoirs*, 212 :MWR212–02, 2014.
- Sdrolias, M. and Müller, R. Controls on back-arc basin formation. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 7(4), 2006.
- Sharples, W., Jadamec, M., Moresi, L., and Capitanio, F. Overriding plate controls on subduction evolution. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 119(8) :6684–6704, 2014.
- Shemenda, A. I. Subduction of the lithosphere and back arc dynamics : Insights from physical modeling. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 98(B9) :16167–16185, 1993.
- Sigloch, K., McQuarrie, N., and Nolet, G. Two-stage subduction history under north america inferred from multiple-frequency tomography. *Nature Geoscience*, 1(7) :458–462, 2008.
- Silver, P., Russo, R., and Lithgow-Bertelloni, C. Coupling of south american and african plate motion and plate deformation. *Science*, 279(5347) :60–63, 1998.
- Simmons, N., Myers, S., Johannesson, G., and Matzel, E. Llnl-g3dv3 : Global p wave tomography model for improved regional and teleseismic travel time prediction. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 117(B10), 2012.

-
- Skinner, S. M. and Clayton, R. W. The lack of correlation between flat slabs and bathymetric impactors in south america. *Earth and Planetary Science Letters*, 371 :1–5, 2013.
- Sobolev, S. V. and Babeyko, A. Y. What drives orogeny in the andes ? *Geology*, 33(8) :617–620, 2005.
- Somoza, R. Updated nazca (farallon)—south america relative motions during the last 40 my : implications for mountain building in the central andean region. *Journal of South American Earth Sciences*, 11(3) :211–215, 1998.
- Somoza, R. and Ghidella, M. E. Convergencia en el margen occidental de américa del sur durante el cenozoico : subducción de las placas de nazca, farallón y aluk. *Revista de la Asociación Geológica Argentina*, 60(4) :797–809, 2005.
- Somoza, R. and Ghidella, M. E. Late cretaceous to recent plate motions in western south america revisited. *Earth and Planetary Science Letters*, 331 :152–163, 2012.
- Stark, P. B. and Frohlich, C. The depths of the deepest deep earthquakes. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 90(B2) :1859–1869, 1985.
- Stegman, D., Farrington, R., Capitanio, F. A., and Schellart, W. P. A regime diagram for subduction styles from 3-d numerical models of free subduction. *Tectonophysics*, 483(1) : 29–45, 2010.
- Stegman, D. R., Freeman, J., Schellart, W. P., Moresi, L., and May, D. Influence of trench width on subduction hinge retreat rates in 3-d models of slab rollback. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 7(3), 2006.
- Strak, V. and Schellart, W. P. Evolution of 3-d subduction-induced mantle flow around lateral slab edges in analogue models of free subduction analysed by stereoscopic particle image velocimetry technique. *Earth and Planetary Science Letters*, 403 :368–379, 2014.
- Tackley, P. Self-consistent generation of tectonic plates in time-dependent, three-dimensional mantle convection simulations 1. pseudoplastic yielding. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 1(8), 2000a.
- Tackley, P. Self-consistent generation of tectonic plates in time-dependent, three-dimensional mantle convection simulations 2. strain weakening and asthenosphere. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 1(8), 2000b.

-
- Tang, Y., Obayashi, M., Niu, F., Grand, S., Chen, Y., Kawakatsu, H., Tanaka, S., Ning, J., and Ni, J. Changbaishan volcanism in northeast china linked to subduction-induced mantle upwelling. *Nature Geoscience*, 7(6) :470–475, 2014.
- Tassara, A., Swain, C., Hackney, R., and Kirby, J. Elastic thickness structure of south america estimated using wavelets and satellite-derived gravity data. *Earth and Planetary Science Letters*, 253(1) :17–36, 2007.
- Tetzlaff, M. and Schmeling, H. The influence of olivine metastability on deep subduction of oceanic lithosphere. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 120(1) :29–38, 2000.
- Tetzlaff, M. and Schmeling, H. Time-dependent interaction between subduction dynamics and phase transition kinetics. *Geophysical Journal International*, 178(2) :826–844, 2009.
- Torii, Y. and Yoshioka, S. Physical conditions producing slab stagnation : Constraints of the clapeyron slope, mantle viscosity, trench retreat, and dip angles. *Tectonophysics*, 445(3) : 200–209, 2007.
- Toth, J. and Gurnis, M. Dynamics of subduction initiation at preexisting fault zones. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 103(B8) :18053–18067, 1998.
- Toussaint, G., Burov, E., and Jolivet, L. Continental plate collision : Unstable vs. stable slab dynamics. *Geology*, 32(1) :33–36, 2004.
- Tovish, A., Schubert, G., and Luyendyk, B. P. Mantle flow pressure and the angle of subduction : Non-newtonian corner flows. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 83 (B12) :5892–5898, 1978.
- Trompert, R. and Hansen, U. Mantle convection simulations with rheologies that generate plate-like behaviour. *Nature*, 395(6703) :686–689, 1998.
- von Tscharn, M and Schmalholz, SM. A 3-d lagrangian finite element algorithm with remeshing for simulating large-strain hydrodynamic instabilities in power law viscoelastic fluids. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 2014.
- Tseng, Y.-H. and Ferziger, J. H. A ghost-cell immersed boundary method for flow in complex geometry. *Journal of computational physics*, 192(2) :593–623, 2003.
- Turcotte, D. L. and Schubert, G. *Geodynamics*. Cambridge Univ. Press, New York, 2002.

-
- Underwood, P. Dynamic relaxation(in structural transient analysis). *Computational methods for transient analysis(A 84-29160 12-64)*. Amsterdam, North-Holland, 1983,, pages 245–265, 1983.
- Uyeda, S. and Kanamori, H. Back-arc opening and the mode of subduction. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 84(B3) :1049–1061, 1979.
- Van Heck, H.J. and Tackley, P.J. Planforms of self-consistently generated plates in 3d spherical geometry. *Geophysical Research Letters*, 35(19), 2008.
- Van Hunen, J., Van den Berg, A. P., and Vlaar, N. J. The impact of the south-american plate motion and the nazca ridge subduction on the flat subduction below south peru. *Geophysical Research Letters*, 29(14) :35–1, 2002a.
- Van Hunen, J., Van Den Berg, A., and Vlaar, N. On the role of subducting oceanic plateaus in the development of shallow flat subduction. *Tectonophysics*, 352(3) :317–333, 2002b.
- Van Hunen, J., Van den Berg, A., and Vlaar, N. Various mechanisms to induce present-day shallow flat subduction and implications for the younger earth : a numerical parameter study. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 146(1) :179–194, 2004.
- Verzicco, R., Mohd-Yusof, J., Orlandi, P., and Haworth, D. Large eddy simulation in complex geometric configurations using boundary body forces. *AIAA journal*, 38(3) :427–433, 2000.
- Wannier, G. H. *A contribution to the hydrodynamics of lubrication*. Quart. Appl. Math, 1950.
- Weidner, D. J., Chen, J., Xu, Y., Wu, Y., Vaughan, M. T., and Li, L. Subduction zone rheology. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 127(1) :67–81, 2001.
- Wu, B., Conrad, C., Heuret, A., Lithgow-Bertelloni, C., and Lallemand, S. Reconciling strong slab pull and weak plate bending : The plate motion constraint on the strength of mantle slabs. *Earth and Planetary Science Letters*, 272(1) :412–421, 2008.
- Yamato, P., Husson, L., Braun, J., Loiselet, C., and Thieulot, C. Influence of surrounding plates on 3d subduction dynamics. *Geophysical Research Letters*, 36(7), 2009.
- Yáñez, G. and Cembrano, J. Role of viscous plate coupling in the late tertiary andean tectonics. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 109(B2), 2004.

-
- Yáñez, G., Cembrano, J., Pardo, M., Ranero, C., and Selles, D. The challenger–juan fernández–maipo major tectonic transition of the nazca–andean subduction system at 33–34 s : geodynamic evidence and implications. *Journal of South American Earth Sciences*, 15(1) :23–38, 2002.
- Zhao, D., Tian, Y., Lei, J., Liu, L., and Zheng, S. Seismic image and origin of the changbai intraplate volcano in east asia : role of big mantle wedge above the stagnant pacific slab. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 173(3) :197–206, 2009.
- Zlotnik, S., Fernández, M., Díez, P., and Vergés, J. Modelling gravitational instabilities : slab break–off and rayleigh–taylor diapirism. *Pure and Applied Geophysics*, 165(8) :1491–1510, 2008.